

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YÜKSEK ENERJİLİ HADRON ÇARPIŞTIRICILARINDA HİGGS BOZONU
İLE AYAR BOZONLARININ
ANORMAL ETKİLEŞMELERİNİN ARAŞTIRILMASI

Gürsel KAZIL

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2024

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YÜKSEK ENERJİLİ HADRON ÇARPIŞTIRICILARINDA HİGGS BOZONU İLE
AYAR BOZONLARININ ANORMAL ETKİLEŞMELERİNİN ARAŞTIRILMASI

Gürsel KAZIL

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Volkan ARI

Bu tez çalışmasında $p-p \rightarrow hW$ süreci vasıtasıyla Higgs bozonunun ayar bozonları ile anormal (anomalous) bağlaşımları, gelecekte kurulması planlanan yüksek enerjili hadron çarpıştırıcılarında (FCC) fenomenolojik olarak incelenmiştir. Araştırmada anormal bağlaşımları içeren üretim süreçlerini ifade edecek şekilde model bağımsız olan efektif Lagranjiyen yöntemi kullanılmıştır. Bahsi geçen sürecin Feynman diyagramları çizilmiş, genlikleri hesaplanmış, bağlaşım parametrelerinin değerlerine bağlı olarak da tesir kesitleri elde edilmiştir. En son olarak anormal bağlaşım parametreleri (Wilson katsayıları) üzerine sınırlamalar getirilmiştir. Sürece beklenildiği üzere toplam üç parametreden katkı gelmiştir. Getirilen sınırlamaların deneysel limitlere göre daha iyi olduğu görülmüştür.

Aralık 2024, 60 sayfa

Anahtar Kelimeler: Higgs bozonu, ayar bozonları, anormal bağlaşımlar, efektif lagranjiyen, hadron çarpıştırıcıları

ABSTRACT

Master's Thesis

INVESTIGATION OF ANOMALOUS COUPLINGS OF THE HIGGS BOSON WITH GAUGE BOSONS IN HIGH-ENERGY HADRON COLLIDERS

Gürsel KAZIL

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Volkan ARI

In this thesis, the anomalous couplings of the Higgs boson with gauge bosons have been phenomenologically investigated via the $p\text{-}p \rightarrow hW$ process at high-energy hadron colliders (FCC), which are planned to be built in the future. In the study, the effective Lagrangian method, which is model independent, was used to express the production processes that include anomalous couplings. The Feynman diagrams of the process were drawn, their amplitudes were calculated, and the cross sections were obtained depending on the values of the coupling parameters. Finally, limitations were imposed on the anomalous coupling parameters (Wilson coefficients). It was seen that a total of three parameters contributed to the process. Also, it has been observed that the imposed limitations are better than the experimental limitations.

December 2024, 60 pages

Key Words: Higgs boson, gauge bosons, anomalous couplings, effective lagrangian, hadron colliders

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca ders aşamasında ve tez dönemimde gerekli olan her an desteğini ve yardımlarını esirgemeyen, yalnızca akademik olarak değil, insani yönünü de örnek aldığım danışman hocam Sayın Prof. Dr. Volkan ARI'ya teşekkür ederim. Tez jürimde yer alan hocalarım Doç. Dr. Aysuhan OZANSOY'a ve Dr. Öğr. Üyesi Volkan ÇETİNKAYA'ya da gerek tezin kontrolleri gerekse verdikleri destekler için ayrıca teşekkür ederim.

Tezimi teslim etmeme az bir süre kala kaybettiğim ve her zaman bilimin ışığında yürüyen bir birey olmamı sağlayan babam Güner KAZIL'a ve her daim arkamda durup beni destekleyen annem Zühra KAZIL'a engin duygularla teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman yanımda olduklarını bildiğim arkadaşlarım Dr. Kerem UZUN'a, Ali DEMİR'e, Dr. Uğur ÖZTEMİZ'e, Mehmet Ferhat KURUCAN'a, Damla Biriz ÇOBAN'a ve Rafet Bilgay AKÇAY'a teşekkür ederim. Ayrıca tez boyunca fikir alışverişinde bulunduğum ve yardımlarını eksik etmeyen arkadaşım Arş. Gör. Selin SOYSAL DURAK'a da çok teşekkür ediyorum.

Gürsel KAZIL
Ankara, Aralık 2024

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR.....	iv
KISALTMALAR VE SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL.....	2
2.1 Ayar Dönüşümleri.....	4
2.2 Elektrozayıf Teori	7
2.3 Kendiliğinden Simetri Kırılması, Goldstone Teoremi ve Higgs Mekanizması	11
2.3.1 Higgs bozonu.....	16
2.4 Standart Model'in Eksiklikleri	17
3. EFEKTİF LAGRANJİYEN YÖNTEMİ	19
3.1 Ayar Bazında En Genel Efektif Higgs Lagranjiyeni	20
3.2 Kütle Bazında En Genel Efektif Higgs Lagranjiyeni	23
4. HADRON ÇARPIŞTIRICILARI VE KİNEMATİK DEĞİŞKENLER.....	25
4.1 Çarpıştırıcılar	25
4.1.1 Elektrostatik hızlandırıcılar	26
4.1.2 RF (Radyo Frekansı) hızlandırıcılar	26
4.1.3 FCC (Future Circular Collider – Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı)	31
4.2 Çarpıştırıcı Parametreleri ve Kinematik Değişkenler	31
4.2.1 Çarpıştırıcı parametreleri	31
4.2.2 Kinematik değişkenler	33
5. BULGULAR VE ANALİZ	38
5.1 Histogramlar.....	40
5.1.1 Standart Model histogramları	40
5.1.2 ch_w bağlaşım sabiti eklenerek oluşturulmuş histogramlar	43
5.1.3 cw bağlaşım sabiti eklenerek oluşturulmuş histogramlar	46
5.1.4 tch_w bağlaşım sabiti eklenerek oluşturulmuş histogramlar	49
5.2 Analiz.....	52
6. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	56
KAYNAKLAR.....	57
ÖZGEÇMİŞ.....	60

KISALTMALAR VE SİMGELER DİZİNİ

Simgeler

c_i	Bağlaşım sabitleri
Γ	Bozunma oranı
e^-	Elektron
ν_e	Elektron nötrinosu
$\mathcal{L}_{eff}$	Efektif Lagranjyen
$\psi_i(x)$	Fermiyon alanı
A_μ	Foton alanı
$\mathcal{L}$	Işınlık/Lagranjyen
D_μ	Kovaryant türev
$\sqrt{s}$	Kütle merkezi enerjisi
μ, ν	Lorentz indisleri
$g_{\mu\nu}$	Minkowski metriği
μ	Müon
ν_μ	Müon nötrinosu
O_i	Operatörler
η	Pseudorapidity
τ	Tau
ν_τ	Tau nötrinosu
σ	Tesir kesiti
W^+, W^-, Z^0	W ve Z bozonları
θ_W	Weinberg açısı

Kısaltmalar

BHÇ	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CP ihlali	Yük-Parite İhlali
EFT	Etkin Alan Teorisi
FCC	Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı
KED	Kuantum Elektrodinamiği
KRD	Kuantum Renk Dinamiği
SM	Standart Model
SMÖ	Standart Model Ötesi
SS	İstatistiksel Anlamlılık
SSB	Kendiliğinden Simetri Kırılması

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Standart Model’de yer alan parçacık aileler.....	3
Şekil 2.2 μ^2 ’nin işaretine göre potansiyel teriminin değişimi.....	12
Şekil 2.3 $V(\phi)$ potansiyelinin karmaşık alan ϕ ’nin gerçek ve sanal bileşenlerine göre grafiği.....	13
Şekil 4.1 Rolf Wideröe tarafından ortaya atılan hızlandırıcı konsepti.....	28
Şekil 4.2 Alvarez linac.....	28
Şekil 4.3 Proton hızlandıran döndürgeç.....	29
Şekil 4.4 Eş zamanlayıcı.....	30
Şekil 4.5 Azimutal ϕ ve kutupsal θ açıların tarifi. Ayrıca pseudorapidity η ile gösterilmiştir	34
Şekil 4.6 Momentum üçgeni	36
Şekil 5.1 Yeni fizik katkısı olmadan SM’ye göre çizilmiş süreç diyagramları.....	38
Şekil 5.2 HEL_UFO model dosyası ile oluşturulmuş yeni fizik katkılı diyagram	39
Şekil 5.3 $p p > h$ W- sürecinde tesir kesiti grafiği	39
Şekil 5.4 SM için olay sayısı-jet η dağılımı.....	40
Şekil 5.5 SM için olay sayısı-jet PT dağılımı.....	41
Şekil 5.6 SM için olay sayısı-lepton η dağılımı.....	41
Şekil 5.7 SM için olay sayısı-lepton PT dağılımı.....	42
Şekil 5.8 SM için Kayıp (Missing) ET dağılımı.....	42
Şekil 5.9 SM için Skaler HT dağılımı.....	43
Şekil 5.10 chw bağlaşımı için olay sayısı-jet η dağılımı.....	43
Şekil 5.11 chw bağlaşımı için olay sayısı-jet PT dağılımı.....	44
Şekil 5.12 chw bağlaşımı için olay sayısı-lepton η dağılımı.....	44
Şekil 5.13 chw bağlaşımı için olay sayısı-lepton PT dağılımı.....	45
Şekil 5.14 chw bağlaşımı için Kayıp (Missing) ET dağılımı.....	45
Şekil 5.15 chw bağlaşımı için Skaler HT dağılımı.....	46
Şekil 5.16 cw bağlaşımı için olay sayısı-jet η dağılımı.....	46
Şekil 5.17 cw bağlaşımı için olay sayısı-jet PT dağılımı.....	47
Şekil 5.18 cw bağlaşımı için olay sayısı-lepton η dağılımı.....	47
Şekil 5.19 cw bağlaşımı için olay sayısı-lepton PT dağılımı.....	48

Şekil 5.20 cw bağlaşımı için Kayıp (Missing) ET dağılımı.....	48
Şekil 5.21 cw bağlaşımı için Skaler HT dağılımı.....	49
Şekil 5.22 tchw bağlaşımı için olay sayısı-jet η dağılımı.....	49
Şekil 5.23 tchw bağlaşımı için olay sayısı-jet PT dağılımı.....	50
Şekil 5.24 tchw bağlaşımı için olay sayısı-lepton η dağılımı.....	50
Şekil 5.25 tchw bağlaşımı için olay sayısı-lepton PT dağılımı.....	51
Şekil 5.26 tchw bağlaşımı için Kayıp (Missing) ET dağılımı.....	51
Şekil 5.27 tchw bağlaşımı için Skaler HT dağılımı.....	52
Şekil 5.28 Tesir kesitini etkileyen üç bağlaşımın ikisinin (cHW ve tcHW) birleşik etkisini gösteren kontur grafiği.....	53
Şekil 5.29 Tesir kesitini etkileyen üç bağlaşımın ikisinin (cW ve cHW) birleşik etkisini gösteren kontur grafiği.....	54
Şekil 5.30 Tesir kesitini etkileyen üç bağlaşımın ikisinin (tcHW ve cW) birleşik etkisini gösteren kontur grafiği.....	54

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 Higgs bozonunun bir vektör bozon çiftiyle olan etkileşimleri	24
Çizelge 5.1 Tek parametre sonucunda elde edilen sınırlar	52
Çizelge 5.2 Deneysel sonuçlardan elde edilen sınırlamalar	53



1. GİRİŞ

Evrenin temel yapı taşlarını anlamamızda bize kılavuzluk eden parçacık fiziği, şüphesiz fiziğin en çok ilgi çeken alanlarından biridir. Temelleri 20. yüzyıl başlarına uzanan ve atomların bölünebilir olduğu gerçeğinin aslında sadece bir başlangıç olduğunu bize gösteren, yüzyıl boyunca onlarca keşifle daha da derin ve çekici hâle gelmiş bir alan olmuştur. Parçacık fiziğinin en güçlü teorilerinden olan Standart Model (SM) zamanla doğruluğunu kanıtlamış ve tahtına yerleşmiştir. En son olarak SM tarafından öngörülen Higgs parçacığının keşfi buna örnek olarak verilebilir. Bütün bu başarılarına rağmen SM, açıklamakta hâlâ yetersiz kaldığı bazı fenomen ve deneysel sonuçlardan dolayı en basit anlamda eksik bir modeldir. Bu eksikliklerden tezin içinde bahsedilmiştir. Bu durum evrenin işleyişini kavramak isteyen bilim insanlarını yeni teori ve modeller aramaya itmektedir.

SM dışı yeni teori arayışları için öncelikle var olan teori iyi irdelenmelidir. Bu yüzden tezde öncelikle SM'den ve eksikliklerinden bahsedilmiş daha sonra da SM Ötesi fiziğin incelenmesi için gerekli olan Efektif Lagranjiyen Yöntemi ele alınmıştır. Ardından, parçacık fiziği teorilerini sınamak için vazgeçilmez deneysel araçlar olan hızlandırıcı ve çarpıştırıcıların çeşitlerine ve çalışma prensiplerine değinilmiş; çarpıştırıcı parametreleri ve kinematik değişkenler üzerinde durulmuştur. Bu parametre ve değişkenler deneylerin başarısı ve verimliliği için oldukça önem arz etmektedir çünkü örneğin aranan bir parçacığın hangi değişkenlerinin hangi aralıklarda olduğunu bilmek, samanlıkta aranan iğne için samanlığın hangi köşesine bakılması gerektiğini bilmeye benzer. Son olarak yapılan çalışma sonucu elde edilen bulgular, analiz eşliğinde verilmiş ve yorumlanmıştır.

Bu tezdeki çalışma spesifik olarak, proton ve protonun çarpışması sonucu elde edilen Higgs ve W bozonlarının sırasıyla alt (b), karşıt-alt ($\bar{b}$) ve leptonlara bozundurulması üzerinden yürütülmüştür. Öncelikle tezde bahsedilen programlar yardımı ile sürece ait Feynman diyagramları çizdirilmiş ardından tesir kesiti grafiği elde edilmiştir. Analizden önce gerekli olduğundan dolayı belirli değişkenlerin dağılımları histogramlar aracılığı ile verilmiş ve bu histogramlardan yararlanılarak cut (kesilim)'lar konulmuştur. Analiz kısmında ise bu cut'lardan yararlanılarak Wilson katsayılarına sınırlamalar getirilmiştir.

2. STANDART MODEL

SM etrafımızda gördüğümüz maddeyi oluşturan temel parçacıkları ve onların birbirleriyle olan etkileşmelerini inceleyen modeldir. Doğada dört temel etkileşim yer almaktadır. Bunlar; elektromanyetik, güçlü (yeğin), zayıf ve kütle çekimidir. SM bu dört etkileşimden kütle çekim kuvvetini henüz açıklayabilmiş değildir. Güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri tanımlayan bir ayar teorisi olarak da görülebilir (Glashow, 1961; Salam & Ward, 1964; Weinberg, 1967).

Bilindiği üzere tüm maddeler iki çeşit temel parçacıktan oluşmaktadırlar; leptonların ve kuarkların birinci neslinden. İkinci ve üçüncü nesil parçacıklar birinci neslin örüntüsüne benzerdir fakat bunlar daha ağır parçacıklardan oluşmaktadırlar. **Şekil 2.1**'de görüldüğü gibi üç nesilde toplanmış toplam altı çeşit lepton vardır. Ayrıca bütün işaretleri ters olan altı tane de antilepton vardır. Örneğin pozitronun yükü $+1$ ve elektronun yükü -1 'dir. Anlaşılmaktadır ki toplamda 12 adet lepton bulunmaktadır.

Ayrıca Standart Model'de altı tane kuark çeşnişi vardır. Bunlar, yük, acayıplik, tılsım, altlık ve üstlük değerlerine göre sınıflandırılırlar. Kuarklar da üç nesilden oluşmaktadırlar. Antikuarklar için tüm içsel kuantum sayılarının işareti terstir ve her kuark ve antikuark için üç renk olduğundan dolayı toplam 36 adet kuark vardır.

Standard Model of Elementary Particles

three generations of matter (fermions)				interactions / force carriers (bosons)	
	I	II	III		
mass charge spin	$\approx 2.16 \text{ MeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ u up	$\approx 1.273 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ c charm	$\approx 172.57 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ t top	0 0 1 g gluon	$\approx 125.2 \text{ GeV}/c^2$ 0 0 0 H higgs
QUARKS	$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	$\approx 93.5 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	$\approx 4.183 \text{ GeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 γ photon	
	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ e electron	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	$\approx 1.77693 \text{ GeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	$\approx 91.188 \text{ GeV}/c^2$ 0 1 Z Z boson	
LEPTONS	$< 0.8 \text{ eV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	$\approx 80.3692 \text{ GeV}/c^2$ ± 1 1 W W boson	
					GAUGE BOSONS VECTOR BOSONS

Şekil 2.1 Standart Model’de yer alan parçacık aileleri

Her etkileşmenin spini 1 olan kendi aracı parçacığı vardır. Elektromanyetik kuvvete foton, zayıf kuvvete W ve Z bozonları, güçlü etkileşmelere de gluonlar aracılık ederler. SM’de 8 adet gluon yer alır ve bunlar da kuarklar gibi renk yükü taşır. Bundan dolayı - yine kuarklar gibi- tekli şekilde doğada bulunmazlar. Gluonları sadece hadronların içinde ve diğer gluonlarla birlikte renksiz kombinasyonlar hâlinde gözleyebiliriz. Kütleçekim kuvveti için graviton denen ve henüz deneysel olarak varlığı kanıtlanmamış bir parçacık teoride düşünülmektedir fakat kütleçekim etkileşmesi Standart Model’de yer almamaktadır.

Standart Model’de şimdilik bilindiği kadarıyla 12 lepton, 36 kuark, 12 aracı parçacık ve Higgs parçacığı olmak üzere 61 parçacık bulunur. **Şekil 2.1**’de verilen özet tabloda yer alan parçacıkların kütle, yük ve spin bilgileri tezin yazıldığı tarihteki güncel Particle Data Group (Navas et al., 2024) verilerine dayanmaktadır.

Şimdiye dek yapılan deneysel çalışmaların SM'nin öngördükleriyle örtüşmesine rağmen modelin henüz açıklayamadığı önemli konular da vardır. Higgs kütleindeki hiyerarşi sorunu, evrende gözlenen madde - anti madde orantısızlığı, elektrozayıf ve güçlü etkileşmelerin teori içinde yüksek enerjilerde birleşmemeleri ve CP ihlali henüz Standart Model'in açıklayamadığı önemli olgulardandır. İlerleyen bölümlerde bu konulara da değinilecektir. Bu eksikliklerin varlığı SM'den daha kapsamlı teori ve modellerin arayışı için motivasyon sağlamaktadır.

2.1 Ayar Dönüşümleri

Ayar dönüşümleri fikri, alan denklemlerini değiştirmeden (bundan dolayı fiziksel alanlar olan elektrik ve manyetik alanlar da değişmez) skaler ve vektör alanlarda değişiklik yapılmasını mümkün kılan elektrik ve manyetizma çalışmalarına dayanır. Örneğin manyetik alan $\vec{B}$, bir vektör potansiyel olan $\vec{A}$ kullanılarak şöyle tanımlanabilir:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.1)$$

Şimdi buradaki vektör potansiyeli, f gibi bir skaler fonksiyon kullanılarak yeniden tanımlanırsa

$$\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} f \quad (2.2)$$

Bu yeni vektör potansiyeli kullanarak manyetik alan yeniden yazıldığında sonucun değişmediği görülür (Vektör hesabında $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} f = 0$ olacaktır.)

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}' = \vec{\nabla} \times (\vec{A} + \vec{\nabla} f) = \vec{\nabla} \times \vec{A} + \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} f = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.3)$$

Elektrodinamikte bu formdaki dönüşümler ayar dönüşümleri olarak isimlendirilir.

Alan teorisinde Lagranjiyenleri değişmez bırakacak dönüşümler göz önünde bulundurulur ve bu dönüşümler ayar dönüşümleri olarak isimlendirilir. İlerleyen kısımlarda görüleceği üzere ayar dönüşümleri ikiye ayrılırlar. İlki global ayar

dönüşümleridir. Uzay-zamanın herhangi bir noktasına bağlı olmayan dönüşümdür ve bundan dolayı uzay-zamanın her noktasında tıpatıp aynı şekilde uygulanır. İkincisi ise yerel ayar dönüşümleridir. Benzer mantıkla yerel ayar dönüşümleri uzay-zamanın koordinatına bağlı dönüşümlerdir. Bahsi geçen dönüşümlerin Lagranjiyenleri değişmez bırakmasının önemi Noether Teoremi sayesinde korunum yasalarının elde edilmesinde saklıdır.

Kuantum Elektrodinamiğinde serbest Dirac fermiyonunu tasvir eden Lagranjiyen şu şekildedir:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (2.4)$$

Bu Lagranjiyen $\mathcal{L}_0$ global U(1) dönüşümleri altında değişmezdir. $\psi(x)$ ve $\bar{\psi}(x)$ denklem (2.5)'te görüldüğü gibi dönüşür.

$$\psi(x) \xrightarrow{U(1)} \psi'(x) \equiv e^{iQ\theta}\psi(x) \quad (2.5)$$

Burada $Q\theta$ sıradan bir *sabittir*. Ayrıca $\bar{\psi}(x) \xrightarrow{U(1)} e^{-iQ\theta}\bar{\psi}(x)$ olur. İkisi de denklem (2.4)'te yerine yazıldığında Lagranjiyenin değişmediği açıkça görülür. Yalnız $\psi(x)$ 'in fazı fiziksel anlamı olmayan bir büyüklüktür.

Eğer faz $\theta = \theta(x)$ olacak şekilde yani uzay-zaman koordinatına bağlı (yerel) olarak tanımlanırsa; bu kez Lagranjiyen $\mathcal{L}_0$ U(1) dönüşümleri altında değişmez kalmayacaktır çünkü;

$$\partial_\mu\psi(x) \xrightarrow{U(1)} e^{iQ\theta}(\partial_\mu + iQ\partial_\mu\theta)\psi(x) \quad (2.6)$$

Tek bir referans noktasına uygulanan bu aynı işlem tüm uzay-zaman noktalarına da uygulanmalıdır.

$U(1)$ faz değişmezliğinin yerel olarak da korunması için *ayar ilkesi* gerekli bir olgudur. Bu da ancak Lagranjiyen'e fazladan bir terim eklenirse mümkündür. Bunu yaparak (2.6) denkleminde yer alan $\partial_\mu \theta$ terimi yok edilebilir. Önce yeni bir spin-1 $A_\mu(x)$ alanıyla başlayalım. Dönüşüm şu şekildedir:

$$A_\mu(x) \xrightarrow{U(1)} A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) - \frac{1}{e} \partial_\mu \theta \quad (2.7)$$

Gerekli dönüşüm özelliğini barındıran kovaryant türevi de şöyle tanımlayabiliriz:

$$D_\mu \psi(x) \equiv [\partial_\mu + ieQA_\mu(x)]\psi(x) \quad (2.8)$$

Bu kovaryant türevin dönüşümü ise şu şekildedir:

$$D_\mu \psi(x) \xrightarrow{U(1)} (D_\mu \psi)'(x) \equiv e^{iQ\theta} D_\mu \psi(x) \quad (2.9)$$

Üstte altyapısı oluşturulan Lagranjiyen'in son görünümü aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\mathcal{L} \equiv i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu D_\mu \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) = \mathcal{L}_0 - eQA_\mu(x)\bar{\psi}(x)\gamma^\mu \psi(x) \quad (2.10)$$

ve bu Lagranjiyen yerel $U(1)$ dönüşümleri altında değişmez kalır.

Bunun sonucunda Dirac fermiyonu ile ayar alanı A_μ arasında bir etkileşim ortaya çıkar. Bu Kuantum Elektrodinamiğinde etkileşme köşesine karşılık gelmektedir. A_μ 'nün yayılan bir alan olması için ayar değişmez kinetik terimin Lagranjiyen'e eklenmesi gerekir ve bu terim aşağıdaki gibidir:

$$\mathcal{L}_{kin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.11)$$

Burada $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ olarak verilir ve dönüşümler altında değişmez kalan elektromanyetik alan gerilme tensörüdür. $U(1)$ ayar değişmezliğini ihlal edeceğinden

dolayı bu ayar alanı için bir kütle terimi, $\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$, oluşturulamaz. Bundandır ki foton alanının kütsesiz olması beklenir. Son durumda Lagranjiyen aşağıdaki gibidir:

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} + \mathcal{L}_{kin} = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu D_\mu \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.12)$$

2.2 Elektrozayıf Teori

Glashow-Weinberg-Salam modeli olarak da anılan Standart Model'in elektrozayıf teorisi, elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri birleştiren kısımdır. Ayar grupları cinsinden

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

şeklinde ifade edilebilir. L sol-elliliği, Y ise hiper yükü temsil eder.

Elektrozayıf etkileşmeye, kendiliğinden simetri kırılmasına yol açan Higgs alanı dahil edilmiştir ve bu sayede elektron, müon ve tau parçacıklarıyla beraber $W^\pm$ ve Z^0 ayar bozonları da kütle kazanmışlardır. Foton ise kütsesiz kalmıştır.

İlk olarak spinörleri tanımlamak gerekir. Dirac spinörünü üstteki elemanı sağ-elli, alttaki elemanı sol-elli olacak şekilde aşağıdaki gibidir:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

ψ gibi ψ_R ve ψ_L de iki elemanlıdır. Her ikisi birim ve γ_5 matrisleri kullanılarak şöyle yazılabilir:

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) = \begin{pmatrix} \psi_R \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_L \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Dirac alanının $\psi = \psi_R + \psi_L$ şeklinde yazılabildiği açıkça görölmektedir.

Sol-elli fermiyonlar çiftli (doublet) olarak yazılırlar. İzospin yüklerinin olmamasından dolayı ise sağ-elli fermiyonlar tekli (singlet) olarak yazılırlar. Basitlik açısından notasyonu tek aileli kuark ve leptonlar için şu şekilde seçilebilir:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L; \quad \psi_2(x) = u_R; \quad \psi_3(x) = d_R \quad (2.16)$$

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L; \quad \psi_2(x) = \nu_{eR}; \quad \psi_3(x) = e_R^- \quad (2.17)$$

Serbest Dirac Lagranjiyeni tek bir kuark ailesi için ele alınırsa:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}_1(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_1(x) + i\bar{\psi}_2(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_2(x) + i\bar{\psi}_3(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_3(x) \quad (2.18)$$

Bu $\mathcal{L}_0$ Lagranjiyeni global G dönüşümleri altında değişmezdir:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\xrightarrow{G} \psi'_1(x) \equiv e^{iy_1\beta} U_L \psi_1(x) \\ \psi_2(x) &\xrightarrow{G} \psi'_2(x) \equiv e^{iy_2\beta} \psi_2(x) \\ \psi_3(x) &\xrightarrow{G} \psi'_3(x) \equiv e^{iy_3\beta} \psi_3(x) \end{aligned} \quad (2.19)$$

σ_i Pauli-spin matrisleri olmak üzere U_L aşağıdaki gibi tanımlanır ve yalnızca doublet alanı ψ_1 'e uygulanır:

$$U_L \equiv e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i} \quad (i=1,2,3) \quad (2.20)$$

Eşitlik (2.19) ve (2.20)'deki dönüşüm parametreleri α ve β olmak üzere ikisi de *sabittir*. y_i 'ler hiperyüktür. Matris dönüşümü U_L abelyen değildir. Ayrıca eşitlik 2.18'de kütle teriminin yer almamasının önemli bir sebebi vardır. Eğer kütle terimi dâhil edilseydi değişmezlik bozulurdu ve sol- ve sağ-elli alanları birbirine karıştırırdı.

Lagranjiyenin ayrıca yerel $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar dönüşümleri altında değişmezliğini garantilemek gerekir. Bu durumda $\alpha^i = \alpha^i(x)$ ve $\beta = \beta(x)$ olacaktır; yani ikisi de artık bir sabit değil, koordinatlara bağlıdır. $\mathcal{L}_0$ 'daki simetri gerekliliğini sağlamak için kısmi

türevlerin yerini kovaryant türevler alır. Dört ayar parametresi $[\alpha^i(x)$ ve $\beta(x)]$ olmasından dolayı da dört ayrı ayar bozonuna ihtiyaç duyulur:

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_1(x) &\equiv [\partial_\mu + ig\tilde{W}_\mu(x) + ig'y_1 B_\mu(x)]\psi_1(x) \\ D_\mu \psi_2(x) &\equiv [\partial_\mu + ig'y_2 B_\mu(x)]\psi_2(x) \\ D_\mu \psi_3(x) &\equiv [\partial_\mu + ig'y_3 B_\mu(x)]\psi_3(x) \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\tilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x) \quad (2.22)$$

Bu şekilde $W^\pm$, Z ve γ bozonlarını tarif etmek üzere toplam dört adet ayar alanı oluşmuştur. Kovaryant türeve geçilmesiyle Lagranjiyen'e gelen $\tilde{W}_\mu$ ve B_μ alanlarının da yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalması sağlanmalıdır:

$$B_\mu(x) \xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x) \quad (2.23)$$

$$\tilde{W}_\mu \xrightarrow{G} \tilde{W}'_\mu \equiv U_L(x) \tilde{W}_\mu U_L^\dagger(x) + \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x) \quad (2.24)$$

(2.24)'te $U_L(x) \equiv e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i(x)}$, tir. B_μ 'nün dönüşümünün foton için Kuantum Elektrodinamiğinde (KED) elde edilen dönüşümünden bir farkı yoktur. W_μ^i alanlarıysa Kuantum Renk Dinamiğindeki (KRD) gluon alanlarınıninkine benzer biçimde dönüşür. Önemli bir başka nokta B_μ 'nün ψ_j bağlaşımlarının KED'deki gibi serbest olduğudur. Daha somut olarak; hiperyükler (y_j) keyfi değerleri alabilirler. $SU(2)_L$ sıradışı değişim bağıntısı doğrusal olmadığından dolayı, W_μ^i için aynı durum geçerli olmayacaktır. Yani tek bir $SU(2)_L$ bağlaşımı (g) vardır.

Şimdiye kadarki değişikliklerle modifiye edilmiş ve yerel G dönüşümleri altında değişmez kalan Lagranjiyen aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\mathcal{L}' = i\bar{\psi}_1(x)\gamma^\mu D_\mu \psi_1(x) + i\bar{\psi}_2(x)\gamma^\mu D_\mu \psi_2(x) + i\bar{\psi}_3(x)\gamma^\mu D_\mu \psi_3(x) \quad (2.25)$$

Lagranjiyene eklenecek ayar-değişmez kinetik terimi için bazı karşılık gelen alan şiddet tensörlerinin tanımlanması gerekir. Bu, ayar alanları için gereklidir:

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.26)$$

$$\tilde{W}_{\mu\nu} \equiv -\frac{i}{g} [(\partial_\mu + ig\tilde{W}_\mu), (\partial_\nu + ig\tilde{W}_\nu)] = \partial_\mu \tilde{W}_\nu - \partial_\nu \tilde{W}_\mu + ig[\tilde{W}_\mu, \tilde{W}_\nu] \quad (2.27)$$

$$\tilde{W}_{\mu\nu} \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_{\mu\nu}^i,$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.28)$$

$B_{\mu\nu}$ dönüşüm altında değişmez kalır, $\tilde{W}_{\mu\nu}$ ise kovaryant olarak dönüşür:

$$\tilde{W}_{\mu\nu} \xrightarrow{G} U_L \tilde{W}_{\mu\nu} U_L^\dagger \quad (2.29)$$

Kinetik Lagranjiyen:

$$\mathcal{L}_{Kin} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} Tr[\tilde{W}_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}] = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} \quad (2.30)$$

olur. Dikkatli bakılırsa $W_{\mu\nu}^i$ alan şiddet tensörlerinin ikinci dereceli terimlerinin olduğu görülmektedir. Bu terim, $\mathcal{L}_{Kin}$ 'in ayar alanları arasında üçüncü ve dördüncü dereceden öz-etkileşmeleri içermesini sağlar. Bu etkileşmelerin şiddetleri, Lagranjiyen'in fermiyonik parçasında da yer alan aynı $SU(2)_L$ bağlaşım sabiti g ile verilir.

Ayar simetrisi, ayar bozonları için bir kütle teriminin yazılmasını engellemektedir. Fermiyonlar için de kütle kazanımı mümkün değildir çünkü bu durum sol- ve sağ-elli alanların bağlantısını gerektirir. Hâlbuki bu iki alan farklı dönüşüm özelliklerine sahiptir ve sürece devam edilmesi açık şekilde ayar simetrisinin kırılması anlamına gelir. Bütün bunlardan mütevellit eşitlik (2.25) ve (2.30)'da yer alan $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Lagranjiyen'i yalnızca kütesiz alanları içermektedir.

Ayar bozonlarının ve fermiyonların, Lagranjiyen'deki simetriyi açıkça kırmadan yani ayar simetrisini koruyarak kütle kazanması kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması ile açıklanabilir.

2.3 Kendiliğinden Simetri Kırılması, Goldstone Teoremi ve Higgs Mekanizması

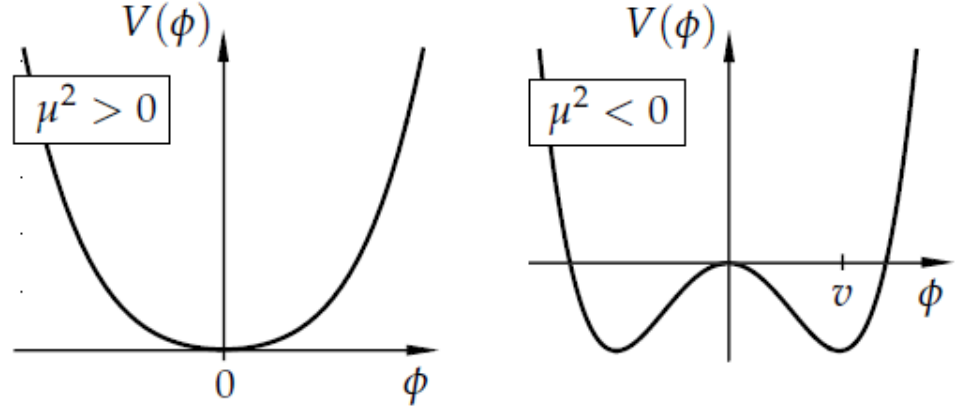
1960'ların ilk yıllarında, birçok teorik fizikçi güçlü etkileşmelerin karmaşık alanlarının yapısını, bunların gözlemlenen hadronik rezonanslarıyla birlikte anlamaya çalışıyordu. Zorluklardan biri de bu durumun arkasında olduğu belirgin olan yaklaşık (approximate) simetrilerin kökenini ve ima ettiklerini anlamaktı. Gell-Mann'ın en hafif hadronları başarılı bir şekilde sınıflandıran *Sekiz-Katlı Yol*'u buna örnek olarak verilebilir (Gell-Mann, 1961). Süperiletkenlik teorisindeki kendiliğinden simetri kırılması fikri bu sorunu biraz olsun çözmek için başvurulacak iyi bir seçenek olarak görülüyordu. Kısa bir süre sonra bu fikir Jeffrey Goldstone tarafından parçacık fiziğine somut olarak uygulanmıştır (J. Goldstone, 1961). Mekanizmanın özüne baktığımızda, alanların ve bu alanların etkileşmelerinin invariant (değişmez) bir şekilde dönüştüğü ancak vakumun simetrik olmadığı global bir simetri vardır. Baştaki orijinal simetri artık görünür değildir ve herhangi bir dış etmen buna sebep olmadığı için "kendiliğinden" kırılmış olarak isimlendirilir. Bir plastik şeridin serbest uçlarından sıkıştırıldığında eğrilmesi kendiliğinden simetri bozulmasına örnek olarak verilebilir.

Kesikli $\mathbb{Z}_2$ ($\phi \rightarrow -\phi$) simetrisi altında değişmez kalan (ϕ 'ye göre çift fonksiyondur.) bir Lagranjiyen ve gerçek skaler ϕ alanı olsun:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4}\phi^4 = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.31)$$

μ^2 ve λ değişkenleri gerçekse Lagranjiyen de hermityen olur. Ayrıca λ 'nın sıfırdan büyük olması taban durumunun var olduğunu garantiler. μ^2 'nin işaretine bağlı olarak iki ayrı durum **Şekil 2.2**'deki gibi mevcuttur. Eğer $\mu^2 > 0$ ise durum yeterince açıktır; ϕ alanı $\phi = 0$ noktasında minimuma sahip olur ve bu da kütlesi μ olan bir skaler bozona karşılık gelir.

$\mu^2 < 0$ için irdelenecek olursa, çok daha ilginç bir sonuçla karşılaşılır. Artık ϕ alanının minimumu sıfırdan farklıdır ve dejenere bir hâl alır; $\phi = v \equiv \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$.



Şekil 2.2 μ^2 'nin işaretine göre potansiyel terimin değişimi (Djouadi & Illana, 2024)

Bir kuantum alanında minimum enerjinin konfigrasyonu vakum beklenen değeri (vacuum expectation value) olarak görülür; (vev) $\langle 0|\phi|0\rangle = v$. Fiziksel kuantum alanı (η) $\langle 0|\eta|0\rangle = 0$ olacak şekilde seçip alanı $\phi \equiv v + \eta$ olarak yeniden tanımlansın. Bu tanımlama vakum üzerindeki uyarımlara (excitations) karşılık gelir. Yeni Lagranjiyen;

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 \quad (2.32)$$

olur. Kütle teriminden $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}$ olarak bulunur. Denklem 2.32'den görüldüğü gibi artık Lagranjiyen'in $\mathbb{Z}_2$ simetrisi kırılmıştır. Daha açık bir ifadeyle, dışarıdan bir etkiden ziyade invariant kalmayan vakumdan dolayı simetri kendiliğinden kırılmıştır.

Kütlesiz ve spine sahip olmayan (skaler) parçacıkların varlığından bahseden Goldstone teoremi, ayrık (discrete) simetri yerine karmaşık skaler alana (ϕ) uyan global simetri ile ortaya çıkar (Jeffrey Goldstone, Salam, & Weinberg, 1962). Global U(1) dönüşümleri $\phi \rightarrow e^{-iQ\theta} \phi$ altında değişmez kalan Lagranjiyen;

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.33)$$

olmak üzere potansiyel de aşağıdaki gibidir;

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.34)$$

$\lambda > 0$ ve $\mu^2 < 0$ durumu ele alındığında potansiyel $V(\phi)$ **Şekil 2.3**'teki Meksika şapkası (Sombrero) şeklindedir. Dejenere minimumu $\langle 0|\phi|0\rangle \equiv v/\sqrt{2}$ ve vakum beklenen değeri $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ olur. v pozitif ve gerçektir. Alan yeniden tanımlansın;

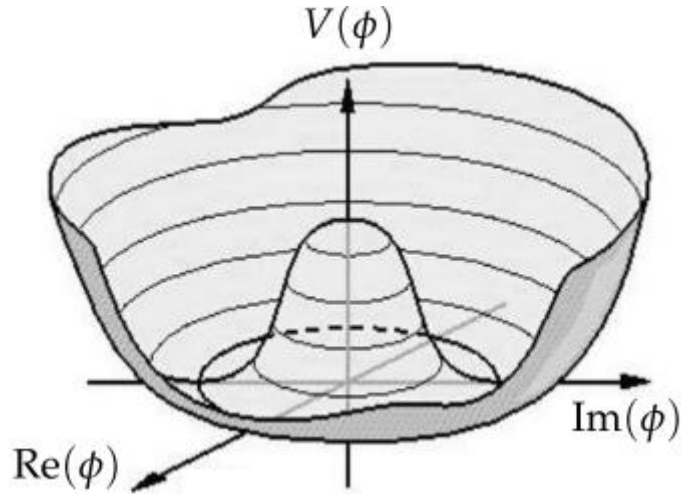
$$\phi \equiv [v + \eta + i\chi]/\sqrt{2} \quad (2.35)$$

$$\langle 0|\eta|0\rangle = \langle 0|\chi|0\rangle = 0 \quad (2.36)$$

Bu yeni durumda Lagranjiyen aşağıdaki gibi yeniden yazılır;

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi) - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta (\eta^2 + \chi^2) - \frac{\lambda}{4}(\eta^2 + \chi^2)^2 \quad (2.37)$$

ve artık U(1) simetrisi altında değişmez değildir. Sürekli simetrinin kendiliğinden kırılması skaler χ 'yi kütsüz, η 'yi ise $m_\eta = \sqrt{2\lambda}v$ olmak üzere kütleli kılar.



Şekil 2.3 $V(\phi)$ potansiyelinin karmaşık alan ϕ 'nin gerçek ve sanal bileşenlerine göre grafiği (Djouadi & Illana, 2024)

Kendiliğinden simetri kırılmasının (SSB) sonuçlarını daha açık bir şekilde görmek için daha fazla simetri içeren grupların olduğu duruma bakmak yararlı olacaktır. Öz etkileşim (self-interaction) Lagranjiyeni Eşitlik (2.38)'deki gibi global SO(3) dönüşümleri ($\phi \rightarrow e^{-iT_\alpha \theta^\alpha} \phi$) altında değişmez kalan gerçek skaler alanların (ϕ) tripleti göz önüne alınsın.

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^T (\partial^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^T \Phi - \lambda (\Phi^T \Phi)^2 \quad (2.38)$$

T_α 'lar grubun üç jeneratörüdür (üreticisidir) ve $\mathcal{L}$, Meksika şapkası potansiyeline sahiptir. Bir öncekinde olduğu gibi $\lambda > 0$ ve $\mu^2 < 0$ durumu irdelendiğinde $\langle 0 | \Phi^T \Phi | 0 \rangle = v^2 = -\mu^2 / \lambda$ olarak bulunur ve skaler alanlar

$$\Phi \equiv (\varphi_1, \varphi_2, v + \varphi_3)^T \quad (2.39)$$

$$\varphi \equiv \frac{(\varphi_1 + i\varphi_2)}{\sqrt{2}} \quad (2.40)$$

olarak ifade edilebilirler. Sonuç olarak Denklem (2.41)'deki gibi global U(1) dönüşümleri ($\varphi \rightarrow e^{-iQ\theta} \varphi$) altında değişmez olan fakat SO(3) dönüşümleri altında değişmez “kalmayan” bir Lagranjiyene ulaşılır. ($\varphi_3 \rightarrow \varphi_3, Q = 0$ durumu)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & (\partial_\mu \varphi)^\dagger (\partial^\mu \varphi) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi_3) (\partial^\mu \varphi_3) - \lambda v^2 \varphi_3^2 \\ & - \lambda v (2\varphi^\dagger \varphi + \varphi_3^2) \varphi_3 - \frac{\lambda}{4} (2\varphi^\dagger \varphi + \varphi_3^2)^2 \end{aligned} \quad (2.41)$$

SO(3) grubu kendiliğinden U(1) alt grubuna kırılmıştır. İki gerçek skaler alan kütsesiz kalırken diğer skaler alan φ_3 de kütle kazanmıştır;

$$m_{\varphi_3} = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (2.42)$$

çünkü kırılan jeneratör 2 tanedir. Bu durum Goldstone teoremini örnek olarak açıklamaktadır. Nitel bir ifade ile Goldstone teoremi, kendiliğinden kırılan simetri jeneratörlerinin sayısı kadar kütsesiz parçacıkların; yani *Goldstone bozonlarının* var olduğunu söyler.

Goldstone teoreminin bu çıkarımı, kütleli bozonlar konusundaki merakımızı gidermekte başarılı olamamıştır. Bu durumu aşmak maksadı ile parlak bir fikir ortaya atılmıştır; elektromanyetik ayar değişmezliğinde olduğu gibi simetriyi global değil, yerel yapmak. Ayar dönüşümleri sayesinde, SSB sonucunda oluşan Goldstone bozonları ortadan kaldırılabılır. Bu durumda SSB mekanizmasının nasıl işlediğini irdelemek faydalı olacaktır. Bunun için öncelikle kompleks skaler alan ϕ için ayar değişmezi Lagranjiyen şu şekilde yazılır;

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (2.43)$$

Bu Lagranjiyende $F_{\mu\nu}$ alan gerilme tensörüdür. D_μ kovaryant türevidir ve aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieQA_\mu \quad (2.44)$$

Ayrıca bu Lagranjiyen yerel U(1) dönüşümleri (Denklem 2.45 ve 2.46) altında değişmezdir.

$$\phi(x) \rightarrow e^{-iQ\theta(x)}\phi(x) \quad (2.45)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + e^{-1}\partial_\mu\theta(x) \quad (2.46)$$

$\lambda > 0$ ve $\mu^2 < 0$ için Lagranjiyen Meksika şapkası (**Şekil 2.3**) potansiyeline sahip olur. Minimumu $\langle 0|\phi|0\rangle = v/\sqrt{2}$ 'dedir ve $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda} > 0$ 'dır. ϕ alanı, iki gerçekte alanı (η ve χ) içerecek şekilde yazılsın ve vakum beklenen değerleri sıfır olsun;

$$\phi \equiv \frac{e^{-\frac{i\chi}{v}}[v + \eta]}{\sqrt{2}} \quad (2.47)$$

Bu şekilde tanımlanan ϕ alanı ile χ alanı yok olacaktır (Denklem 2.48);

$$\phi(x) \rightarrow e^{-\frac{i\chi(x)}{v}}\phi(x) = \frac{[v + \eta(x)]}{\sqrt{2}} \quad (2.48)$$

Bu dönüşüm altında Denklem (2.43)'te yer alan Lagranjiyenin son hâli şöyle olur;

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(eQv)^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \lambda v^2 \eta^2 \\ & - \lambda v \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 + \frac{1}{2}(eQ)^2 A_\mu A^\mu (2v\eta + \eta^2)\end{aligned}\quad (2.49)$$

Lagranjiyenin son hâlindeki kütle terimine bakıldığında artık A_μ ayar bozonu kütle kazanmıştır ve değeri $M_A = |eQv|$ 'dir. Ayrıca skaler alan η da $m_\eta = \sqrt{2\lambda}v$ kütle değerine sahiptir. İki serbestlik derecesine sahip foton, bir serbestlik derecesine sahip sözde Goldstone bozonunu içine alarak kütleli hâle (üç serbestlik derecesi) gelmiştir. Bir başka deyişle Goldstone bozonlarının ortadan kalkması ile kütleli bozonlar elde edilmiş olunur. Goldstone bozonları ayar alanlarının fazladan dikey polarizasyonudur. U(1) yerel ayar simetrisi kendiliğinden kırılmıştır ve artık yoktur. Buna *Brout-Englert-Higgs mekanizması* (ya da kısaca Higgs mekanizması) denir (Englert & Brout, 1964; Guralnik, Hagen, & Kibble, 1964; P. W. Higgs, 1964; Peter W. Higgs, 1964, 1966). Genel olarak ifade edilecek olursa, kendiliğinden kırılan jeneratörlerle ilişkili ayar bozonları kütle kazanır. Karşılık gelen sözde Goldstone bozonları (kırılan simetri başına birer adet olmak üzere) fiziksel değildirler ve soğrulabilirler. Geriye kalan skaler parçacıklarsa gerçekten vardılar yani fizikseldirler. Bu durumda bu parçacıklar Higgs bozonudur. Higgs bozonunun varlığı, kırılan simetritlerle ilişkili ayar bozonlarının kütle kazanmasının Higgs mekanizmasından kaynaklandığını doğrulaması açısından önemlidir. SM'de bu bozonlar zayıf etkileşmelere aracılık eden $W^\pm$ ve Z bozonlarıdır.

2.3.1 Higgs bozonu

Varlığının Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda onaylandığı 2012 yılına kadar Higgs bozonunun arayışları büyük bir çabayla süregelmiştir.

SM'ye göre yalnızca bir adet nötral spin-0 (skaler) Higgs bozonu öngörülmüştü ve kütlesi teori tarafından tayin edilmemişti. Deneysel olarak Higgs'in kütlesinin sınırları, üretimi ve ardından bozunumunun gözlemlenmesi ile elde edilebilir. Bunun sonucundan kütle için bir alt sınır belirlenebilir. Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı'nda bu alt sınır değeri 114,4 GeV olarak bulunmuştu (Abbiendi, 2003). Kütle değeri için ayrıca bazı

dolaylı kısıtlamalar da mevcuttur. Buna göre de üst sınır 186 GeV olarak bulunmuştur (Nakamura vd., 2010). 2012 yılının başlarında ise Tevatron'daki ve CERN'deki deneylerde bu kütle değerinin yaklaşık 130 GeV ile 600 GeV aralığında olduğu saptanmıştır. Temmuz 2012'de ATLAS (The ATLAS Collaboration, 2012) ve CMS (Chatrchyan vd., 2012) işbirlikleri, 5σ anlamlılık düzeyi ile SM'nin öngördüğü Higgs bozonunun üretimi ve bozunum oranlarıyla uyumlu olarak kütlesi 125-126 GeV aralığında olan bir parçacık keşfettiklerini duyurdular. Bu parçacığın iki tane fotona bozunabilmesi spini 1'den farklı olan bir parçacığa işaret etmekteydi. Bu nedenle, Higgs bozonunun bozunum kanallarına bakmak hayati önem taşımaktadır çünkü üretildikten sonra 10^{-22} saniye mertebelerinde çok küçük ömre sahiptir.

2.4 Standart Model'in Eksiklikleri

SM Ötesi teori arayışlarına geçmeden önce SM'nin eksikliklerinden bahsetmek isabetli olacaktır. Başta da bahsedildiği gibi SM şimdiye kadar evrenin işleyişiyle ilgili birçok soruya doğayla uyumlu yanıtlar vermiş, bulunduğu doğru öngörülerle de kendini çokça kanıtlamıştır. Bunun en son örneği olarak Higgs bozonunun 2012 yılındaki keşfi gösterilebilir (Chatrchyan vd., 2012; The ATLAS Collaboration, 2012). Fakat SM'nin bütün bu başarılarına rağmen nihai bir model olmadığı aşikardır çünkü bu başarılarının yanında bir o kadar da cevaplamakta ve açıklamakta eksik kaldığı bazı önemli konular ve olgular mevcuttur.

En büyük eksikliklerden biriyle başlamak gerekirse şüphesiz bu SM'nin kütle çekim etkileşmesini içermemesidir. Bilindiği üzere evrende dört temel etkileşme vardır ve bu etkileşmelerden biri olan kütle çekimi etkileşmesi şimdiye kadar SM'ye eklenememiştir. Buna çözüm bulmaya çalışan bazı bilim insanları, eksik kalan bu etkileşmenin günümüzde erişilen enerji seviyesinin çok üstünde enerji ölçeklerinde birleştirilebileceğini savunmaktadır.

Bir diğer eksiklik de *hiyerarşi problemi* olarak bilinir. Doğada var olan dört temel kuvvetin tek kuvvet hâline getirilebileceği yani birleştirilebileceği enerji ölçeği Planck Ölçeği'dir (yaklaşık 10^{28} eV). Kütle çekimini dâhil etmezsek, diğer üç kuvvetin

birleşmesi için; yani tek bir kuvvet olarak tezahürü için öngörülen enerji ölçeği de Büyük Birleşme Enerjisi olarak adlandırılır (yaklaşık 10^{25} eV). Elektrozayıf enerji ölçeği ise yaklaşık 10^{11} eV mertebesindedir. Aradaki bu devasa enerji ölçeği farkları hiyerarşi problemi olarak adlandırılır ve SM neden bu kadar büyük farkın olduğunu ve varsa kalan aralıklardan nelerin olduğunu açıklamakta yetersiz kalmaktadır.

SM'deki parçacıklara bakıldığında leptonlar ve kuarkların üçer aile olacak şekilde sınıflandırıldıkları görülür. Hatta bu aileler arasında belirli bir örüntü mevcuttur. Neden belirli bir örüntüye sahip üç ailenin olduğu veya daha fazla lepton ve kuark ailelerinin olup olmadığı soruları SM'nin cevaplama gereken önemli sorular arasında yer almaktadır.

Nötrino salınımları da SM ve deneysel kanıtlar arasındaki önemli bir çelişkidir. SM, nötrinoların kütesiz olduklarını ve salınım yapmadıklarını söyler. Hâlbuki güncel olarak nötrino salınımlarının varlığı ve dolayısıyla nötrinoların çok az da olsa kütleye sahip oldukları bilinmektedir (Mertens, 2016).

Görüldüğü üzere SM'nin eksik kaldığı çok önemli konular mevcuttur ve burada sıralandığı kadarıyla da sınırlı değildir. Bu durumdan anlaşılmalıdır ki ileride SM'de daha büyük bir problemin veya eksikliğin ortaya çıkmayacağının bir garantisi yoktur. İyimser bir şekilde yorumlandığında (SM'nin yalnızca eksik bir teori olduğu göz önüne alındığında), daha düşük enerji skalasında doğayı iyi bir şekilde betimleyen SM'yi de kapsayacak biçimde efektif teorilere odaklanmak gelecek çalışmalar için daha kıymetli sonuçlar verecektir.

3. EFEKTİF LAGRANJİYEN YÖNTEMİ

Standart Model Ötesi Yeni Fizik terimi SM'nin açıklamakta eksik kaldığı kavram ve olguları açıklamak için gerekli olan teorik gelişmeleri ifade eder. Bunu araştırmak için en sık kullanılan yöntemlerden biri modelden bağımsız efektif teorilerdir.

Bilindiği üzere SM'de sistemi tanımlayan lagranjiyen, var olan temel parçacıkların birbirleriyle nasıl etkileştiklerini tasvir eder. Efektif teorilerde ise bu lagranjiyene yeni terimler eklenerek "efektif lagranjiyen" oluşturulur (Buchmüller & Wyler, 1986). Efektif lagranjiyen SM'de bulunmayan parçacıkları ve hatta bu parçacıkların hali hazırda SM'de yer alan parçacıklarla etkileşmelerini de içerebilir. Öte yandan kullanılacak başka bir yöntemle SM parçacıkları arasındaki SM'de yer almayan etkileşmeleri de içerebilir ve bu etkileşmelere "anormal" etkileşmeler denir. Bu yeni etkileşmeler, fiziksel süreçlerde SM'den gelen katkılara kıyasla çok daha küçüktürler. Böylece efektif lagranjiyene en büyük katkı SM lagranjiyeninden gelir. Bundan dolayıdır ki SM terimleri dışındaki katkıları deneysel olarak gözlemlemek güçtür. Ancak hızla gelişmekte olan teknolojiyle orantılı olarak çarpıştırıcıların enerjilerinin ve ışınlıklarının artması ile birlikte bu etkilerin görülme olasılığı da ciddi oranda artacaktır. Yüksek enerjili hadron çarpıştırıcılarına bu yüzden ihtiyaç duyulmaktadır.

Efektif lagranjiyen oluşturulurken eklenecek olan terimlerin lagranjiyenin boyutunu değiştirmemesi gerekir. Ayrıca $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ değişmezliği de dâhil, lepton ve baryon sayısının korunumu gibi var olabilecek başka korunum yasalarını da sağlaması gerekir. Hâlihazırdaki deneylerde incelenen enerji ölçeğinin üstündeki bir enerji ölçeğini simgeleyen Λ 'nın (Yeni fizik etkilerinin ortaya çıkmasının beklendiği enerji ölçeğidir.) mertebelerini ve yüksek boyutlu operatörler kullanarak oluşturulan lagranjiyen şöyle verilir;

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{f_i^5}{\Lambda} \mathcal{O}_i^5 + \sum_i \frac{f_i^6}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^6 + \dots \quad (3.1)$$

$\mathcal{L}_{SM}$ Standart Model lagranjiyeni olmak üzere ondan sonra eklenen terimler de Lorentz dönüşümleri altında değişmezdir. f_i katsayıları boyutsuzdur ve Wilson katsayıları olarak

bilinirler. $\mathcal{O}_i$ 'ler ise operatörlerdir ve üsleri kütle boyutlarını göstermektedir. Lagranjiyenlerin kütle boyutu 4 olduğundan dolayı 5-boyutlu ikinci terim ve 6-boyutlu üçüncü terim sırasıyla $1/\Lambda$ ve $1/\Lambda^2$ ile çarpılmıştır. Burada maksat yüksek boyutlu operatörleri tekrar 4-boyutlu hâle getirmektir.

3.1 Ayar Bazında En Genel Efektif Higgs Lagranjiyeni

En genel efektif Higgs lagranjiyeni ayar bazında aşağıdaki gibi yazılabilir (Alloul, Fuks, & Sanz, 2014);

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{SILH} + \mathcal{L}_{CP} + \mathcal{L}_{F_1} + \mathcal{L}_{F_2} + \mathcal{L}_G \quad (3.2)$$

Sağ-elli ile sol-elli (Q_L , u_R ve d_R) kuarkların üç nesli ve lepton (L_L ve e_R) alanları kullanılarak yazılan bu lagranjiyendeki ikinci terim olan $\mathcal{L}_{SILH}$, Higgs ikilisini (Φ) içeren, CP koruyan operatörlerin kümesine karşılık gelir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SILH} = & \frac{\bar{c}_H}{2v^2} \partial^\mu [\Phi^\dagger \Phi] \partial_\mu [\Phi^\dagger \Phi] + \frac{\bar{c}_T}{2v^2} [\Phi^\dagger \vec{D}^\mu \Phi] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] - \frac{\bar{c}_6 \lambda}{v^2} [\Phi^\dagger \Phi]^3 \\ & - \left[\frac{\bar{c}_u}{v^2} y_u \Phi^\dagger \Phi \Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L u_R + \frac{\bar{c}_d}{v^2} y_d \Phi^\dagger \Phi \Phi \cdot \bar{Q}_L d_R + \frac{\bar{c}_l}{v^2} y_l \Phi^\dagger \Phi \Phi \cdot \bar{L}_L e_R \right. \\ & \left. + h.c. \right] + \frac{ig\bar{c}_W}{m_W^2} [\Phi^\dagger T_{2k} \vec{D}^\mu \Phi] D^\nu W_{\mu\nu}^k + \frac{ig'\bar{c}_B}{2m_W^2} [\Phi^\dagger \vec{D}^\mu \Phi] \partial^\nu B_{\mu\nu} \\ & + \frac{2ig\bar{c}_{HW}}{m_W^2} [D^\mu \Phi^\dagger T_{2k} D^\nu \Phi] W_{\mu\nu}^k + \frac{ig'\bar{c}_{HB}}{m_W^2} [D^\mu \Phi^\dagger D^\nu \Phi] B_{\mu\nu} \\ & + \frac{g'^2 \bar{c}_\gamma}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{g_s^2 \bar{c}_g}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Bu lagranjiyende $\bar{c}$ 'ler Wilson katsayılarıdır ve serbest değerlerdir. λ , Higgs'in dörtlü bağlaşımını ifade eder. y_u , y_d ve y_l katsayıları çeşni uzayındaki 3×3 'lük Yukawa bağlaşım matrislerini temsil etmektedir. $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ ve $SU(3)_C$ bağlaşım sabitleri sırasıyla g' , g ve g_s ile gösterilmiştir. σ_k 'ler Pauli matrisleri olmak üzere $SU(2)$ 'nin üreticileri $T_{2k} = \sigma_k/2$ 'dir. İkinci terimde yer alan hermityen türev operatörleri ($\vec{D}_\mu$) de aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi = \Phi^\dagger D^\mu \Phi - D_\mu \Phi^\dagger \Phi \quad (3.4)$$

SU(2) değişmez çarpımları, rank-2 anti-simetrik tensörleri $\epsilon_{12} = 1$ ve $\epsilon^{12} = -1$ olmak üzere, $Q_L \cdot \Phi = \epsilon_{ij} Q_L^i \Phi^j$ ve $\Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L = \epsilon^{ij} \Phi_i^\dagger \bar{Q}_{Lj}$ olarak verilmiştir. Ayar alanı germe tensörleri ($B_{\mu\nu}$, $W_{\mu\nu}^k$ ve $G_{\mu\nu}^a$) ve gauge-covariant (ayar-değişmez) türevler Denklem 3.5'te açık şekilde yazılmıştır.

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^k &= \partial_\mu W_\nu^k - \partial_\nu W_\mu^k + g(\epsilon_{ij})^k W_\mu^i W_\nu^j \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s (f_{bc})^a G_\mu^b G_\nu^c \\ D_\rho W_{\mu\nu}^k &= \partial_\mu \partial_\rho W_\nu^k - \partial_\nu \partial_\rho W_\mu^k + g(\epsilon_{ij})^k \partial_\rho [W_\mu^i W_\nu^j] + g(\epsilon_{ij})^k W_\rho^i [\partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j] \\ &\quad + g^2 W_{\rho i} [W_\nu^i W_\mu^k - W_\mu^i W_\nu^k] \\ D_\mu \Phi &= \partial_\mu \Phi - \frac{1}{2} i g' B_\mu \Phi - i g T_{2k} W_\mu^k \Phi \end{aligned} \quad (3.5)$$

$(f_{bc})^a$ ve $(\epsilon_{ij})^k$ 'ler SU(2) ve SU(3)'ün yapı sabitleridir. Efektif lagranjiyenin üçüncü terimi olan ve CP ihlâl eden operatörlerle kurulan $\mathcal{L}_{CP}$ şuna eşittir;

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CP} &= \frac{i g \tilde{c}_{HW}}{m_W^2} D^\mu \Phi^\dagger T_{2k} D^\nu \Phi \tilde{W}_{\mu\nu}^k + \frac{i g' \tilde{c}_{HB}}{m_W^2} D^\mu \Phi^\dagger D^\nu \Phi \tilde{B}_{\mu\nu} + \frac{g'^2 \tilde{c}_Y}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} \\ &\quad + \frac{g_s^2 \tilde{c}_g}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} + \frac{g^3 \tilde{c}_{3W}}{m_W^2} \epsilon_{ijk} W_{\mu\nu}^i W_\rho^j \tilde{W}^{\rho\mu k} + \frac{g_s^3 \tilde{c}_{3G}}{m_W^2} f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_\rho^b \tilde{G}^{\rho\mu c} \end{aligned} \quad (3.6)$$

$\tilde{B}_{\mu\nu}$, $\tilde{W}_{\mu\nu}^k$ ve $\tilde{G}_{\mu\nu}^a$ çift (dual) alan germe tensörleridir ve sırasıyla aşağıdaki gibi tanımlanmışlardır:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} B^{\rho\sigma} \\ \tilde{W}_{\mu\nu}^k &= \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} W^{\rho\sigma k} \\ \tilde{G}_{\mu\nu}^a &= \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G^{\rho\sigma a} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Dördüncü terim olan $\mathcal{L}_{F_1}$, iki Higgs alanı ile kuark veya lepton çiftleri arasındaki etkileşimleri içerir.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F_1} = & \frac{i\bar{c}_{HQ}}{v^2} [\bar{Q}_L \gamma^\mu Q_L] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] + \frac{4i\bar{c}'_{HQ}}{v^2} [\bar{Q}_L \gamma^\mu T_{2k} Q_L] [\Phi^\dagger T_2^k \vec{D}_\mu \Phi] \\
& + \frac{i\bar{c}_{Hu}}{v^2} [\bar{u}_R \gamma^\mu u_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] + \frac{i\bar{c}_{Hd}}{v^2} [\bar{d}_R \gamma^\mu d_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] \\
& - \left[\frac{i\bar{c}_{Hud}}{v^2} [\bar{u}_R \gamma^\mu d_R] [\Phi \cdot \vec{D}_\mu \Phi] + h.c. \right] + \frac{i\bar{c}_{HL}}{v^2} [\bar{L}_L \gamma^\mu L_L] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] \\
& + \frac{4i\bar{c}'_{HL}}{v^2} [\bar{L}_L \gamma^\mu T_{2k} L_L] [\Phi^\dagger T_2^k \vec{D}_\mu \Phi] + \frac{i\bar{c}_{He}}{v^2} [\bar{e}_R \gamma^\mu e_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] \quad (3.8)
\end{aligned}$$

Beşinci terim ise bir kuark veya lepton çifti ile bir adet Higgs alanı ve bir ayar bozonu arasındaki etkileşimleri tasvir eder.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F_2} = & \left[-\frac{2g'\bar{c}_{uB}}{m_W^2} y_u \Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} u_R B_{\mu\nu} - \frac{4g\bar{c}_{uW}}{m_W^2} y_u \Phi^\dagger \cdot (\bar{Q}_L T_{2k}) \gamma^{\mu\nu} u_R W_{\mu\nu}^k \right. \\
& - \frac{4g_s\bar{c}_{uG}}{m_W^2} y_u \Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} T_a u_R G_{\mu\nu}^a + \frac{2g'\bar{c}_{dB}}{m_W^2} y_d \Phi \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} d_R B_{\mu\nu} \\
& + \frac{4g\bar{c}_{dW}}{m_W^2} y_d \Phi (\bar{Q}_L T_{2k}) \gamma^{\mu\nu} d_R W_{\mu\nu}^k + \frac{4g_s\bar{c}_{dG}}{m_W^2} y_d \Phi \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} T_a d_R G_{\mu\nu}^a \\
& \left. + \frac{2g'\bar{c}_{eB}}{m_W^2} y_l \Phi \bar{L}_L \gamma^{\mu\nu} e_R B_{\mu\nu} + \frac{4g\bar{c}_{eW}}{m_W^2} y_l \Phi (\bar{L}_L T_{2k}) \gamma^{\mu\nu} e_R W_{\mu\nu}^k + h.c. \right] \quad (3.9)
\end{aligned}$$

Bu lagranjiyende T_a matrisleri SU(3) grubunun üreticileridir. $\gamma^{\mu\nu}$ ise Lorentz cebriinin üreticileridir ve açıkça şöyledir:

$$\gamma^{\mu\nu} = \frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad (3.10)$$

Sonuncu terim Higgs fiziği ile direkt ilgili değildir. Ayar sektörünü etkileyen ve ayar bozonlarının öz enerjilerini ve öz etkileşmelerini değiştirme potansiyeline sahip operatörlerle ilişkili olması açısından önemlilik arz etmektedir.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_G = & \frac{g^3 \bar{c}_{3W}}{m_W^2} \epsilon_{ijk} W_{\mu\nu}^i W_{\rho}^{\nu j} W^{\rho\mu k} + \frac{g_s^3 \bar{c}_{3G}}{m_W^2} f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\rho}^{\nu b} G^{\rho\mu c} + \frac{\bar{c}_{2W}}{m_W^2} D^{\mu} W_{\mu\nu}^k D_{\rho} W_k^{\rho\nu} \\
& + \frac{\bar{c}_{2B}}{m_W^2} \partial^{\mu} B_{\mu\nu} \partial_{\rho} B^{\rho\nu} + \frac{\bar{c}_{2G}}{m_W^2} D^{\mu} G_{\mu\nu}^a D_{\rho} G_a^{\rho\nu}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

olmak üzere $D_{\rho} G_{\rho\nu}^a$ şöyledir:

$$\begin{aligned}
D_{\rho} G_{\rho\nu}^a = & \partial_{\mu} \partial_{\rho} G_{\nu}^a - \partial_{\nu} \partial_{\rho} G_{\mu}^a + g_s (f_{bc})^a \partial_{\rho} [G_{\mu}^b G_{\nu}^c] + g_s (f_{bc})^a G_{\rho}^b [\partial_{\mu} G_{\nu}^c - \partial_{\nu} G_{\mu}^c] \\
& + g_s^2 G_{\rho b} [G_{\nu}^b G_{\mu}^a - G_{\mu}^b G_{\nu}^a]
\end{aligned} \tag{3.12}$$

3.2 Kütle Bazında En Genel Efektif Higgs Lagranjyeni

Higgs alanı kendi vakum beklenen değerini ortaya çıkardığında, yani elektrozayıf simetri kırılmasının ardından kütle bazında yazılabilir. Higgs sektörüyle ilgili lagranjiyenin terimleri aşağıdaki gibidir (Alloul vd., 2014);

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mathcal{L}^{(3)} + \mathcal{L}^{(4)} + \mathcal{L}^{(5)} + \mathcal{L}^{(6)} \tag{3.13}$$

$\mathcal{L}_i$ 'ler, sadece bir tane Higgs bozonunun dahil olduğu i -nokta etkileşimleri temsil etmektedir. Bu tezde Higgs'in yalnızca üçlü etkileşimleri araştırıldığı için kütle bazında yazılan lagranjiyenin ilk terimiyle ilgilenmek yerinde ve yeterli olacaktır. Üniter ayardaki lagranjiyen aşağıdaki gibi yazılır ve ayrıca anormal Higgs bağlaşımlarını da içermektedir;

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_3 = & -\frac{m_H^2}{2v} g_{hhh}^{(1)} h^3 + \frac{1}{2} g_{hhh}^{(2)} h \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{4} g_{hgg} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} h - \frac{1}{4} \tilde{g}_{hgg} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{\mu\nu} h \\
& - \frac{1}{4} g_{h\gamma\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} h - \frac{1}{4} \tilde{g}_{h\gamma\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} h - \frac{1}{4} g_{hzz}^{(1)} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} h - g_{hzz}^{(2)} Z_\nu \partial_\mu Z^{\mu\nu} h \\
& + \frac{1}{2} g_{hzz}^{(3)} Z_\mu Z^\mu h - \frac{1}{4} \tilde{g}_{hzz} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} h - \frac{1}{2} g_{haz}^{(1)} Z_{\mu\nu} F^{\mu\nu} h - \frac{1}{2} \tilde{g}_{haz} Z_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} h \\
& - g_{haz}^{(2)} Z_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu} h - \frac{1}{2} g_{hww}^{(1)} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^\dagger h - \left[g_{hww}^{(2)} W^\nu \partial^\mu W_{\mu\nu}^\dagger h + h. c. \right] \\
& + g \left(1 - \frac{1}{2} \bar{c}_H \right) m_W W_\mu^\dagger W^\mu h - \frac{1}{2} \tilde{g}_{hww} W^{\mu\nu} \tilde{W}_{\mu\nu}^\dagger h \\
& - \left[\tilde{y}_u \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{u} P_R u] h + \tilde{y}_d \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{d} P_R d] h + \tilde{y}_l \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{l} P_R l] h + h. c. \right] \quad (3.14)
\end{aligned}$$

Çeşni indisleri açıkça görülmektedir. W bozonu, Z bozonu ve foton için alan şiddet tensörleri sırasıyla $W_{\mu\nu}$, $Z_{\mu\nu}$ ve $F_{\mu\nu}$ ile ifade edilmiştir. Önceki kısımda ayar bazında yazılan lagranjiyen katsayıları ile bu bölümde kütle bazında ifade edilen lagranjiyen parametreleri arasındaki ilişki **Çizelge 3.1**'de verilmiştir. Tezde incelenen sürece katkı üç parametreden geldiği için kaynaktan tablonun yalnızca bu üç parametreyi içeren kısmı alınmıştır.

Çizelge 3.1 Higgs bozonunun bir vektör bozon çiftiyle olan etkileşimleri (Alloul vd., 2014)

Kütle bazı	Ayar bazı
$g_{hww}^{(1)}$	$\frac{2g}{m_W} \bar{c}_{HW}$
$\tilde{g}_{hww}$	$\frac{2g}{m_W} \tilde{c}_{HW}$
$g_{hww}^{(2)}$	$\frac{g}{m_W} [\bar{c}_W + \bar{c}_{HW}]$

4. HADRON ÇARPIŞTIRICILARI VE KİNEMATİK DEĞİŞKENLER

4.1 Çarpıştırıcılar

Parçacık hızlandırıcıları yüklü parçacıkları yüksek enerjilere hızlandırmak için kullanılırlar ve parçacık fiziği için elzemdirler. Bunun sebebi ise maddenin iç yapısını anlamak için maddeyi çok yüksek hızlarda (yüksek enerjilerde) çarpıştırmanın gerekliliğidir. Bir oyuncak ne kadar hızlı duvara fırlatılırsa içindeki parçaların ortalığa saçılması da o denli fazla olur. Parçacıklar yeteri kadar enerjiye sahip olduklarında bu yüksek enerji bir noktada yoğunlaştırılır ve madde-enerji eşdeğerliliğinden yeni parçacıklar meydana gelebilir. Çarpışmanın enerjisi yeni parçacıkları oluşturarak maddeye dönüşür. Çarpışmalar hızlandırıcıların dedektör kısımlarında gerçekleşir ve bu dedektörler aracılığı ile ortaya çıkan yeni parçacıkların belirli kinematik özellikleri ölçülür.

Bilindiği üzere elektrik ve manyetik alanlar içinde yer alan yüklü parçacıklara kuvvet etki eder. $\vec{E}$ elektrik alanı içinde yer alan q yüküne etkiyen elektriksel kuvvet denklem (4.1)'de verilmiştir.

$$\vec{F}_e = q\vec{E} \quad (4.1)$$

$\vec{B}$ manyetik alanı içinde yer alan ve $\vec{v}$ hızına sahip bir q yüküne etkiyen manyetik kuvvet ise denklem (4.2)'deki gibidir. Manyetik kuvvet yüklü parçacık üzerinde iş yapmaz. Bu yüzden de parçacığı hızlandırmak için kullanılamaz.

$$\vec{F}_m = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.2)$$

Parçacık hızlandırıcılarının temelinde basitçe bu iki ilke yer almaktadır; elektrik alan sayesinde hızlandırılan yüklü parçacıklar manyetik alanlar aracılığıyla da istenilen hareket yönüne sahip olurlar ve çarpışma noktasına odaklanabilirler.

Genel olarak parçacıkları hızlandırmak için iki tür parçacık hızlandırıcıdan bahsedilebilir.

4.1.1 Elektrostatik hızlandırıcılar

Elektrostatik hızlandırıcılar yüklü parçacıkların sabit bir potansiyel fark altında hızlandırılması prensibine dayanır. Örnek olarak doğru akım kaynağına bağlanmış iki paralel levhanın arasında yer alan yüklü bir parçacık verilebilir. İki levhaya gerilim uygulandığında plakalar arasında bir elektrik alan oluşur bu sayede parçacık hızlanır. Parçacığın kazanacağı kinetik enerji levhalar arasındaki gerilim ve parçacığın yüküyle doğru orantılıdır. Parçacıkları yüksek enerjilere çıkarmak için yüksek gerilim uygulamak gerekir. Bu durum elektrostatik hızlandırıcılar için bir dezavantaj oluşturmaktadır çünkü yüksek gerilime ulaşmak için yeni düzeneklere ihtiyaç duyulmaktadır ve sonrasında oluşabilen bazı olumsuzluklara (spark vs.) çözüm bulmak gerekir.

Şimdiye dek yaygın olarak kullanılan elektrostatik hızlandırıcılardan birisi Cockcroft–Walton hızlandırıcısıdır. Alternatif akım üreten bir üretcin geriliminin bazı yükseltme devreleri aracılığı ile artırılması ve doğru akıma çevrilmesine dayanır. Buna bağlı olarak daha fazla enerjiye sahip parçacıklar deneylerde kullanılabilir. 1932 yılında protonlar bu yolla 400 keV'a kadar hızlandırılmışlardır (Cockcroft & Walton, 1932). En fazla 1,5 MV potansiyel farka ulaşılabilir.

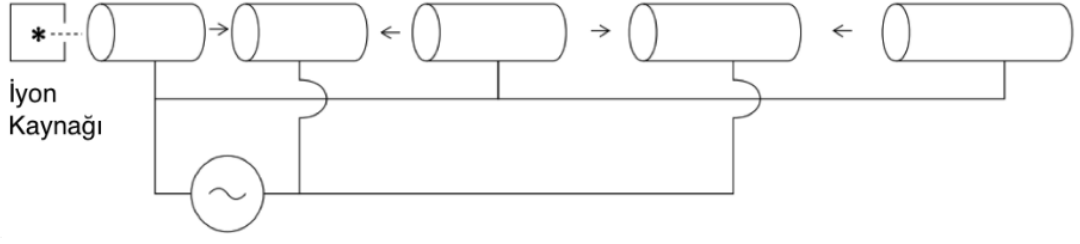
Diğer yaygın kullanılan elektrostatik hızlandırıcı da Van de Graaff hızlandırıcısıdır. Kısaca, bir kayış yardımıyla iletken kürenin yüzeyinde yük biriktirilmesi prensibine dayanmaktadır. Küre üzerinde biriken yük miktarıyla orantılı olarak ulaşılan potansiyel fark da artacaktır. Oluşturulan bu jeneratör hızlandırma düzeneğine bağlanarak yüklü parçacıkları hızlandırmada kullanılır. Bu düzenek ile 20 MV üstü gerilimlere erişilebilir.

4.1.2 RF (Radyo Frekansı) hızlandırıcılar

Radyo frekans bandı 3 kHz ile 300 GHz arasındadır. Bu frekans aralığında salınım yapan bir alternatif akım kaynağı kullanılarak oluşturulan hızlandırıcı çeşididir. Elektrostatik hızlandırıcıların aksine bu tür hızlandırıcılarda alternatif gerilim aracılığıyla parçacıklar

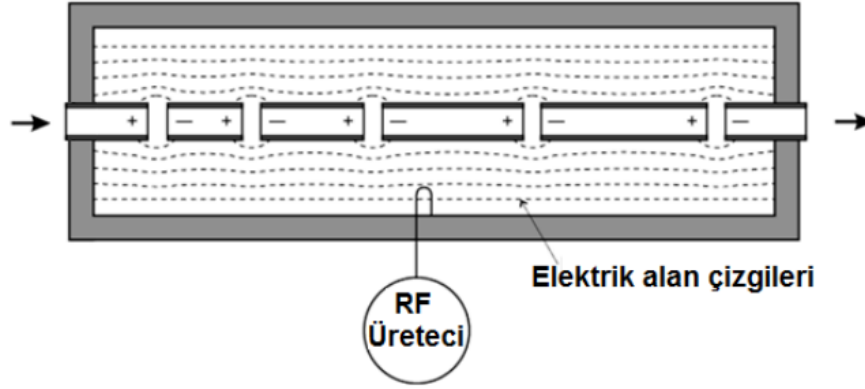
hızlandırılır. Hızlandırıcılarda alternatif akım kaynağı kullanma fikri ilk kez 1924 yılında İsveçli fizikçi Gustaf Ising tarafından ortaya atılmıştır (Ising, 1924). Elektrostatik hızlandırıcılarda hızlandırılacak parçacıkların enerjileri hızlandırıcının gerilimiyle sınırlıdır fakat RF hızlandırıcılarda parçacıkların enerjisi daha çok hızlandırıcının uzunluğuna bağlıdır. Doğrusal ve dairesel olmak üzere hızlandırıcılar ikiye ayrılır.

Doğrusal hızlandırıcı (linac: linear accelerator) konsepti ilk kez Rolf Wideröe tarafından 1928 yılında, Gustaf Ising'in hızlandırıcılarda alternatif akım kaynağı kullanma fikrinden esinlenerek düşünülmüştür (Wideröe, 1928). **Şekil 4.1**'de görülen şemadaki gibi hızlandırılacak iyonların oluşturulacağı bir iyon kaynağı yer alır. Sonrasında yüklü parçacıkların geçeceği metal sürüklenme tüpleri vardır ve bu tüpler alternatif gerilim kaynağına bağlıdır. Art arda gelen tüplerin zıt elektrik yüküyle yüklenmesi sağlanır. Bunun maksadı arada kalan boşluklarda (şekilde okla gösterilen kısımlar) elektrik alan oluşturmak ve yüklü parçacığın hızlandırılmasını sağlamaktır. Tüplerin elektriksel yükü alternatif akım kaynağının periyodunun (T) yarısı kadarlık bir sürede işaret değiştirir. Doğal olarak hızlandırma boşluğunda oluşan elektrik alanın yönü de aynı sürede bir sürekli değişecektir. Bir hızlandırma boşluğunda oluşan elektrik alan parçacığı hızlandırıcı yöndeysen, bir sonraki boşlukta oluşan elektrik alan yavaşlatacak yöndedir. Bu yüzden parçacık $T/2$ sürede bir hızlandırıcı boşluğundan bir sonraki hızlandırıcı boşluğuna geçiş yapmalıdır. Parçacık ivmeli hareket yaptığından hızlandırma yönüne doğru tüplerin boylarının da artması gerekmektedir. Hızlandırma boşluğundan sonra sürati v olan bir parçacığın girdiği tüpün uzunluğu $L = v * (T/2)$ olmalıdır. Metal tüplerin içinde elektrik alan oluşmayacağı için parçacık bu kısımlarda sabit hızla hareket eder. Bu hızlandırıcılarda hafif parçacıkları hızlandırmak çok da uygun değildir çünkü bu parçacıklar yüksek ivmeye sahip olacağı için sürüklenme tüplerinin de oldukça uzun olması gerekir. Yüksek frekanslı alternatif akım kaynakları kullanılarak bu sorunun aşılması yani tüplerin boyunun kısaltılması öngörülse de bu durum verimi düşürecektir çünkü yüksek frekanslarda kabloların da yer aldığı bu sistem anten gibi davranacak ve elektromanyetik ışıma yoluyla enerji kaybına uğrayacaktır.



Şekil 4.1 Rolf Wideröe tarafından ortaya atılan hızlandırıcı konsepti (Akgün vd., 2014a)

Bir başka doğrusal hızlandırıcı çeşidi de 1947 yılında Luis Alvarez tarafından geliştirilmiştir. Alvarez sürüklenme tüplü doğrusal hızlandırıcı (Drift Tube Linac, DTL) olarak adlandırılan bu hızlandırıcı yüksek frekanslarda parçacık hızlandırmayı muktedir kılmaktaydı. **Şekil 4.2**'de şeması görülen hızlandırıcı, iletken bir kovuk (cavity) içine gönderilen elektromanyetik dalga sayesinde kovuk içerisinde oluşturulan elektrik alanın belli frekansta salınım yapması prensibine göre çalışmaktadır.

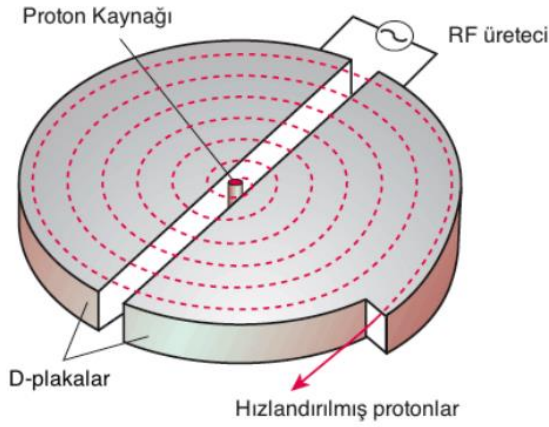


Şekil 4.2 Alvarez linac (Akgün vd., 2014a)

Diğer bir hızlandırıcı çeşidi olan *dairesel hızlandırıcı*ları ikiye ayırmak mümkündür çünkü şu an en çok kullanılan dairese hızlandırıcı çeşitleri bunlardır; döndürgeç (cyclotron) ve eş zamanlayıcı (synchrotron).

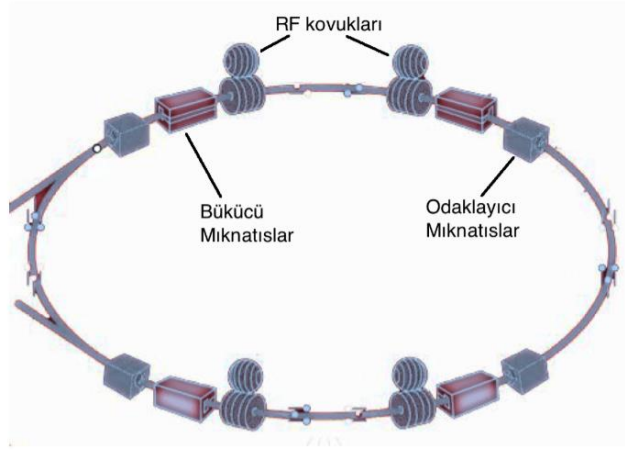
Döndürgeç ilk defa Ernest Lawrence ve Stanley Livingston tarafından 1931 yılında başarılı bir biçimde geliştirilmiştir (Lawrence & Livingston, 1932). Bu tip hızlandırıcılarda manyetik alan sayesinde dairese olarak hareket etmekte olan yüklü

parçacıklar hızlanmalarına rağmen dönme frekansları sabit kalır. Temelinde bu prensip yer almaktadır. **Şekil 4.3**'te görülen bir proton döndürgecidir. İki D-plaka arasında RF üreteci ile elektrik alan oluşur ve bu elektrik alan üretecin frekansı ile aynı olacak şekilde salınır. Parçacıkların hareket düzlemine dik manyetik alan oluşturmak için D-plakalar iki kutuplu bir elektromıknatıs içine yerleştirilir. Kaynakta üretilen yüklü parçacıklar elektrik ve manyetik alanların varlığından dolayı spiral şeklinde bir yörünge izlerler çünkü plakaların arasından geçerken parçacıklar hızlanırlar ve bu durum hareket yarıçaplarının da artmasına sebep olur. Yüksek hızlara (ışık hızına yakın) çıkıncaya kadar parçacıkların dönme frekansları değişmez ve bu durum elektrik alan ile parçacıklar arasındaki eşzamanlılığı korur. Yüksek hızlarda hız arttıkça dönme frekansı da azalacaktır. Elektrik alanla parçacık arasındaki eşzamanlılığı korumak maksadı ile bu kez RF kaynağının frekansının azaltılması gerekir.



Şekil 4.3 Proton hızlandıran döndürgeç (Akgün vd., 2014b)

Eş zamanlayıcılarda yüklü parçacıklar döndürgeçtekinden farklı olarak dairesel bir yörüngede hareket ettirilirlir. Tipik olarak üç bileşenden oluşurlar; RF kovukları (RF cavities), bükücü mıknatıslar ve odaklayıcı mıknatıslar (**Şekil 4.4**). Şimdiye dek inşa edilmiş en gelişmiş eş zamanlayıcı ve hızlandırıcı CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'dır.



Şekil 4.4 Eş zamanlayıcı

RF kovukları yüklü parçacıkların hızlandırıldıkları yerlerdir. Dönmekte olan parçacıklar bu kovuklardan geçerlerken elektrik alan sayesinde her geçişlerinde tekrar tekrar hızlandırılırlar. Bunun gerçekleşebilmesi için parçacıkların kovuklara her gelişinde elektrik alanın yönü parçacıkların hareket yönünde yani parçacıkları hızlandıracak özellikte olmalıdır. Bu yüzden RF kaynağının frekansı ile parçacıkların dönme frekansının eş zamanlı olması eş zamanlayıcılar için en önemli özelliktir.

İki-kutuplu mıknatıslar ya da diğer bir isimle bükücü mıknatıslar parçacıkların yörüngelerini çembersel olarak eğmek için kullanılırlar. Her dönüşte hızlanan parçacıkların aynı çembersel yörüngede tutulabilmesi amacıyla kademeli olarak mıknatısların uyguladıkları manyetik alanların şiddetinin de artırılması gerekir bu nedenle elektromıknatıslar kullanılır.

Dört-kutuplu mıknatıslar (odaklayıcı mıknatıslar) odak mıknatıslarıdır; parçacık demetlerini bir bölgeye odaklamak için kullanılırlar. Ayrıca bohçaları -paketler hâlinde gönderilen demetler- bir arada tutmak için de kullanılırlar. Bohçalar içlerinde aynı yüke sahip çokça parçacık ihtiva ederler. Bu yüzden hareket esnasında bu bohçalar dağılma eğilimindedirler ve bir arada ve merkezde kalmaları gerekir.

BHÇ’de çoğunlukla iki-kutuplu ve dört-kutuplu süperiletken mıknatıslar varken daha karmaşık çok-kutuplu mıknatıslar da yer almaktadır. Çok-kutuplu mıknatıslar da yeri geldiğinde yörünge düzeltmeleri için kullanılır.

4.1.3 FCC (Future Circular Collider – Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı)

BHÇ’de ulaşılan enerji yeni fizik skalasına çıkmakta yetersiz kaldığından dolayı yeni ve daha yüksek kütle merkezi enerjilerini ve ışınlıkları mümkün kılan daha duyarlı çarpıştırıcılar tasarlamak/inşa etmek zorunlu hale gelmiştir. FCC bu maksatla tasarlanmıştır ve SMÖ fiziğin incelenmesinde sayısız katkısı olacağı yadsınamaz bir gerçektir. 2019’da yayınlanan kavramsal tasarım raporuna (Abada et al., 2019) göre FCC’nin 100 km uzunluğunda çevre uzunluğuna sahip olacağı ve bu sayede de çarpıştırma kütle enerjisinin 100 TeV’e çıkarılabileceği belirtilmiştir.

4.2 Çarpıştırıcı Parametreleri ve Kinematik Değişkenler

4.2.1 Çarpıştırıcı parametreleri

Kütleleri m_1 ve m_2 , momentumları $\vec{p}_1$ ve $\vec{p}_2$ olan iki parçacığın momentum merkezi çerçevesinde (center of momentum, c. m.) toplam enerji kökü Lorentz değişmezi Mandelstam değişkenleri cinsinden ifade edilebilir:

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2 = \begin{cases} (E_1 + E_2)^2 & \text{momentum merkezi çerçevesinde } \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0 \\ m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) & \end{cases} \quad (4.3)$$

Yüksek enerjili çarpışmalarda parçacıklar oldukça rölativistik olacaklardır ve bu yüzden momentumları kütlelerinden çok daha büyüktür. Bu iki parçacığın olduğu sistemin toplam momentum merkezi enerjisi yaklaşık olarak şöyle yazılabilir:

$$E_{CM} \equiv \sqrt{s} \approx \begin{cases} 2E_1 \approx 2E_2 & \text{momentum merkezi çerçevesinde } \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0 \\ \sqrt{2E_1 m_2} & \text{sabit hedef çerçevesinde } \vec{p}_2 = 0 \end{cases} \quad (4.4)$$

Sistemin kinetik enerjisi T , sabit hedef çerçevesinde yaklaşık olarak E_1 ’e eşit olacaktır. Momentum merkezi çerçevesinde ise $T = 0$ ’dır. Sadece c.m. çerçevesinde sistemin kinetik olarak hareketi görünmeyecektir ve bundan dolayı demetlerin sahip olduğu enerji daha büyük çarpışma enerjisi seviyelerine dönüştürülebilir. BHÇ’deki tasarım ilkesi budur.

Elektromanyetik teoriye göre ivmelenen yükler ışıma yaparlar ve bu da yüklerin enerji kaybetmesine yol açar. Buna sinkrotron ışıınımı denir ve çarpıştırıcının enerjisini sınırlayan bir etmendir. Yarıçapı r olan bir dairesel çarpıştırıcı ve enerjisi E , kütlesi m olan parçacık için dönüş başına gerçekleşen enerji kaybı $\frac{1}{r} \left(\frac{E}{m} \right)^4$ ile orantılıdır. Açıkta ki çarpıştırıcı yarıçapının ve hızlandırılan parçacığın kütlesinin artması hızlandırıcının da verimini arttıracaktır. Bundan dolayı hadron çarpıştırıcılarında ulaşılabilen maksimum c.m. enerjisi elektron-pozitron çarpıştırıcılarına göre daha fazladır.

Tezin bazı bölümlerinde bahsedildiği üzere *ışınlık (luminosity)* kavramı da çarpıştırıcılar için oldukça büyük önem arz etmektedir. Çünkü parçacık çarpıştırıcılarının performansı genelde demetlerin enerjisi ve ışınlık ile ölçülür. Bu bağlamda anlık ışınlıktan bahsetmek gerekir. Anlık ışınlık kavramı parçacıkların belirli bir alana ne kadar sıkı bir şekilde paketlenmelerini ifade eder. Yüksek ışınlık parçacıkların çarpışma olasılığını artırır. Daha nicel olarak, birim zamanda birim alandan geçen parçacıkların sayısıdır. Birimi $cm^{-2}s^{-1}$ ’dir. Yukarıda da belirtildiği üzere parçacıklar paketler hâlinde çarpışırlar. Çarpışan iki demetten ilkindeki paketlerin içindeki parçacık sayısı n_1 , karşı taraftakilerin sayısı n_2 olsun. Paketlerin geliş frekansı f , demetlerin enine profili (transverse profile of the beams) de a olmak üzere anlık ışınlığın orantısı aşağıdaki gibidir;

$$\mathcal{L} \propto \frac{f n_1 n_2}{a} \quad (4.5)$$

Birim zamandaki saçılma olaylarının sayısı *tepki oranı* (reaction rate) olarak isimlendirilir ve toplam saçılma tesir kesitinin $\sigma(s)$ ışınlık ile çarpımına eşittir.

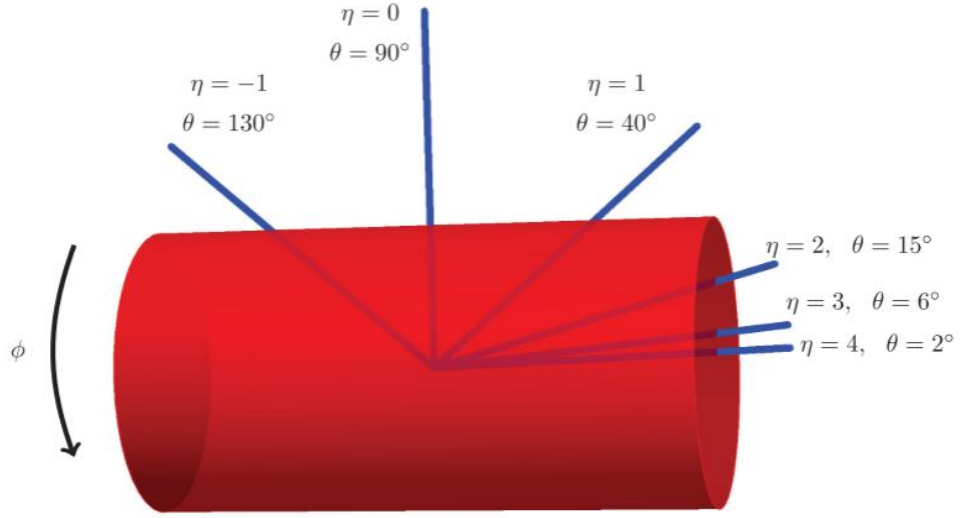
$$R(s) = \sigma(s) \mathcal{L} \quad (4.6)$$

Tesir kesiti iki parçacığın çarpışma ve belirli bir şekilde etkileşime girme olasılığını ifade eden bir terimdir ve birimi yüksek enerji fiziğinde genelde barn'dır ($1 \text{ cm}^2 = 10^{24} \text{ barn}$). Örneğin BHC'de çarpışan iki parçacık için birçok farklı süreç mümkün olabilir. Her sürecin tesir kesiti çarpışan parçacıkların enerjilerine ve cinsine bağlı olarak değişir. Higgs bozonunun üretiminin sahip olduğu tesir kesiti W ve Z bozonlarının üretiminin sahip olduğu tesir kesitinden oldukça küçüktür. Bu yüzden BHC'de Higgs bozonunu üretmek W ve Z bozonlarını üretmekten daha zordur. Protonlar güçlü etkileşime girdiğinden hadronik çarpışmalar daha büyük tesir kesitine yol açar.

4.2.2 Kinematik değişkenler

Kinematik değişkenler sinyal olaylarının istenmeyen arka plan (background) olaylarından ayrılmasında kullanılarak yeni parçacıkların keşfinde önemli bir rol oynarlar. Ayrıca bağlaşımlar, kütleler ve spinler gibi bazı parçacık özelliklerinin ölçülmesinde de kullanılırlar.

BHC'deki 13 TeV'lik çarpışmalara bakıldığında basitçe birbirlerine gelen 6.5 TeV'lik enerjiye sahip iki proton akılda canlandırılabilir. Çarpışmadan sonra parçacıklar her yönde saçılabilirler. Ama ilgilenilen parçacıklar daha çok enine saçılanlardır. Öncelikle parçacıklar arasında açısal olarak ayırım yapabilmek için iki açı değerinden söz etmek gerekir. Aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi azimutal açı olan ϕ demet hattının etrafında tanımlanan silindiri çevreler. Kutupsal açı olan θ da 0 ve π aralığında olacak biçimde Şekil 4.5'teki gibi tanımlanır.



Şekil 4.5 Azimutal ϕ ve kutupsal θ açılarının tanımı. Ayrıca pseudorapidity η ile gösterilmiştir (Schwartz, 2017).

Genelde laboratuvar ve partonik kütle merkezi çerçevesinde aynı değere sahip değişkenler göz önüne alınır ve bu gibi değişkenler boyuna boost değişmezdir (longitudinally boost invariant). z doğrultusundaki Lorentz boost'u bir β sayısı ile şöyle parametrize edilebilir:

$$K_z = \begin{pmatrix} \cosh \beta & 0 & 0 & \sinh \beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh \beta & 0 & 0 & \cosh \beta \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

En genel hâliyle dört-momentum $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$ 'nin bileşenleri bir $p \rightarrow K_z \cdot p$ dönüşümü altında aşağıdaki gibi dönüşür:

$$\begin{aligned} E &\rightarrow E \cosh \beta + p_z \sinh \beta \\ p_x &\rightarrow p_x \\ p_y &\rightarrow p_y \\ p_z &\rightarrow p_z \cosh \beta + E \sinh \beta \end{aligned} \quad (4.8)$$

Bileşenlerin dönüşümünden de görülebileceği gibi momentumun x ve y bileşenleri enine momentumlar olarak isimlendirilirler ve boost değişmezdir. $\vec{p}_T \equiv (p_x, p_y)$ ve $p_T \equiv |\vec{p}_T|$

olmak üzere vektör ve skaler enine momentum olarak kullanılabilirler. Ayrıca azimutal açı aşağıdaki denklemdeki gibi tanımlanır ve boost değişmezdir.

$$\phi \equiv \tan^{-1} \frac{p_x}{p_y} \quad (4.9)$$

Bir başka büyüklük ise rapidity'dir. Bu sonuca ulaşmadan önce $c^2 - s^2 = 1$ olacak biçimde yeni değişkenler tanımlayalım. $c \equiv \cosh \beta$ ve $s \equiv \sinh \beta$ olsun. Bir boost altında şöyle dönüşecektir:

$$\frac{E + p_z}{E - p_z} \rightarrow \frac{E(c + s) + p_z(c + s)}{E(c - s) - p_z(c - s)} \times \frac{c + s}{c + s} = \frac{E + p_z}{E - p_z} (c + s)^2 \quad (4.10)$$

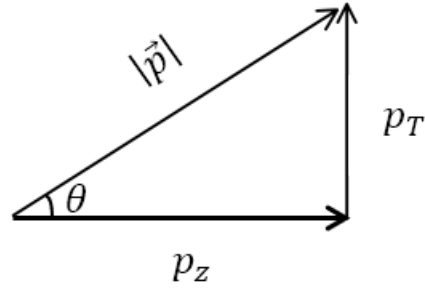
Görüldüğü üzere $(c + s)^2$ oranında bir değişim olur. Bu oran β_z 'ye bağlı fakat momentuma bağlı değildir. Bu dönüşümün her iki tarafının doğal logaritması alınırsa ve bu logaritmaların farkına bakılırsa β_z 'den bağımsız olduğu görülür. Bu durumda aşağıdaki gibi bir değişken tanımlamak gerekir ve buna rapidity (hızlılık) (y) denir.

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \rightarrow y + \ln(c + s) \quad (4.11)$$

Rapidity boost değişmezi değildir. q_1 ve q_2 momentumları için rapidity'ler y_1 ve y_2 olsun. y_1 ve y_2 'nin farkı boost değişmezdir. Ayrıca bunu da kullanarak boost değişmezi olan bir açısal ayırım (angular separation) da aşağıdaki şekilde tanımlanabilir.

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta y)^2} \quad (4.12)$$

Bir başka değişken de **Şekil 4.5**'te görülebileceği gibi pseudorapidity'dir. Bunu tanımlamak için kütleli parçacıkların ele alınması gerekir. $E = |\vec{p}|$ enerjisine sahip kütleli bir parçacık olsun. Rapidity denkleminde yerine yazmak için aşağıdaki gibi bir momentum üçgeni olsun.



Şekil 4.6 Momentum üçgeni

Trigonometrik tanımlama kullanılarak $\cos \theta = \frac{p_z}{|\vec{p}|} = \frac{p_z}{E}$ olarak yazılır. Daha sonra trigonometrik eşitliklerin de yardımı ile denklem (4.11)'deki rapidity ifadesi kütesiz parçacıklar için şöyle olacaktır:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} = \ln \cot \frac{\theta}{2} \quad (4.13)$$

Bu büyüklük pseudorapidity olarak tanımlanır ($\eta \equiv \ln \cot \frac{\theta}{2}$) ve görülebileceği üzere bir yaklaşıklıktır çünkü hesaplanırken kütlesi sıfır olan parçacıklar göz önüne alınmıştır. Geometrik bir büyüklük olan pseudorapidity ve rapidity kütesiz parçacıklar için aynıdır.

Momentum ve enerjinin fonksiyonu olan bazı çarpıştırıcı gözlenebilenleri de mevcuttur. Bunlardan biri parçacıkların momentumlarından oluşturulan *kayıp enine momentum*dur. Örneğin nötrino direkt olarak dedektörler aracılığıyla gözlenemez ve bu durumda gözlemlenen momentumların dengelenmesiyle kayıp olan enine momentumunun çıkarımında bulunulabilir. Denklem (4.14)'teki gibi yazılır:

$$\vec{p}_T \equiv - \sum_j \vec{p}_T \quad (4.14)$$

Bununla ilgili olarak da *kayıp enine enerji* denen bir büyüklük tanımlanabilir ve skaler bir büyüklüktür:

$$E_T \equiv |\vec{p}_T| \quad (4.15)$$

Bir diğerk büyüklük de tek bir tanımını olmayan H_T 'dir. Genelde belli parçacıkların kayıp enine momentumların skaler toplamı için kullanılır. Örneğin;

$$H_T = \sum_{jet} |\vec{p}_T^j| \quad (4.16)$$

Bazı parçacıklar veya nesneler için de ayrıca değişmez kütle de gerekli olabilir. Şöyle tanımlanır:

$$m_{nesneler} = \left| \sum_{nesneler} p_j^\mu \right|^2 \quad (4.17)$$

İki parçacığın değişmez kütlesi

$$m^2 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (4.18)$$

şeklindedir fakat bazen momentumun tüm bileşenleri bilinemeyebileceği için *enine kütleyi* göz önüne almak daha kullanışlı olacaktır. Denklem (4.18)'deki gibi tanımlanır.

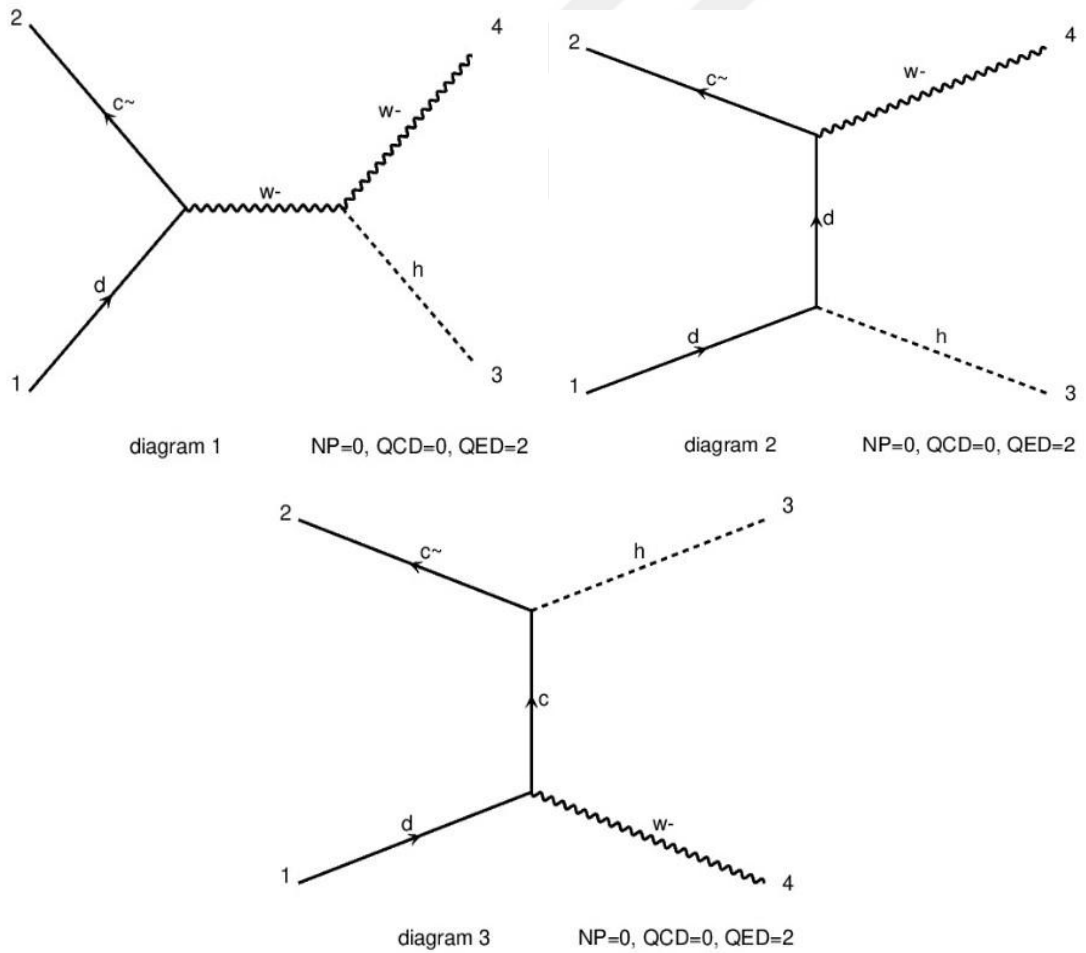
$$m_T \equiv \sqrt{(E_T^1 + E_T^2)^2 + (p_T^1 + p_T^2)^2} \quad (4.19)$$

Bu tanımlamada $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ 'dir ve *enine enerjiyi* temsil eder. Eğer ki p_1 ve p_2 momentumlarının sadece enine bileşenleri varsa (Bu durumda $\eta = 0$ olacaktır.) $m_T = m$ 'dir. p_1 ve p_2 momentumları tamamen boylamasına bileşenlere sahipse bu durumda da $m_T = 0$ 'dır. $0 < m_T < m$ durumu içinse Denklem (4.20)'yi kullanmak daha yararlı olacaktır.

$$m_T = \sqrt{(E_T^1)^2 + (E_T^2)^2 + 2(E_T^1)(E_T^2)} \quad (4.20)$$

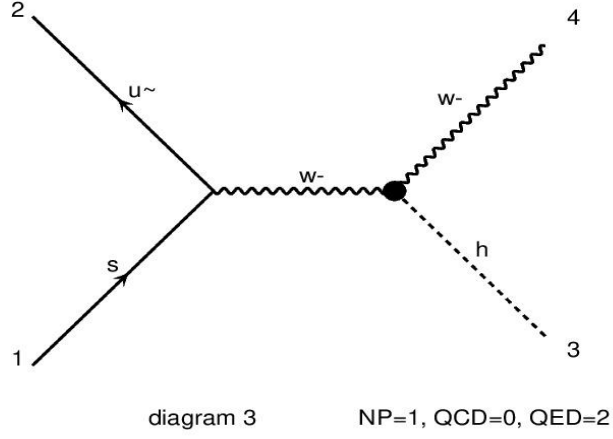
5. BULGULAR VE ANALİZ

Tezde anormal bağlaşımları içeren $p p \rightarrow h W$ süreci MadGraph5_aMC@NLO (Alwall vd., 2014) programında HEL_UFO modeli kullanılarak ele alınmıştır. MadGraph5_aMC@NLO, SM ve Standart Model Ötesi fenomenolojisi için olay üreten bir yüksek enerji fiziği programıdır. Tesir kesiti hesaplamaları, olay üretimi ve analizinde kullanılan araçları içerir. Ayrıca olay üretimi sırasında Pythia (Bierlich et al., 2022) programı hadronizasyon için kullanılmış; Delphes (De Favereau et al., 2014) programı sayesinde de dedektör etkileri sürece dahil edilmiştir. Daha sonra üretilen Higgs bozonu $b\bar{b}$ 'a, W bozonu da leptonik bozundurulmuştur. Bu süreçlere ait Feynman diyagramları Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'de verilmiştir.



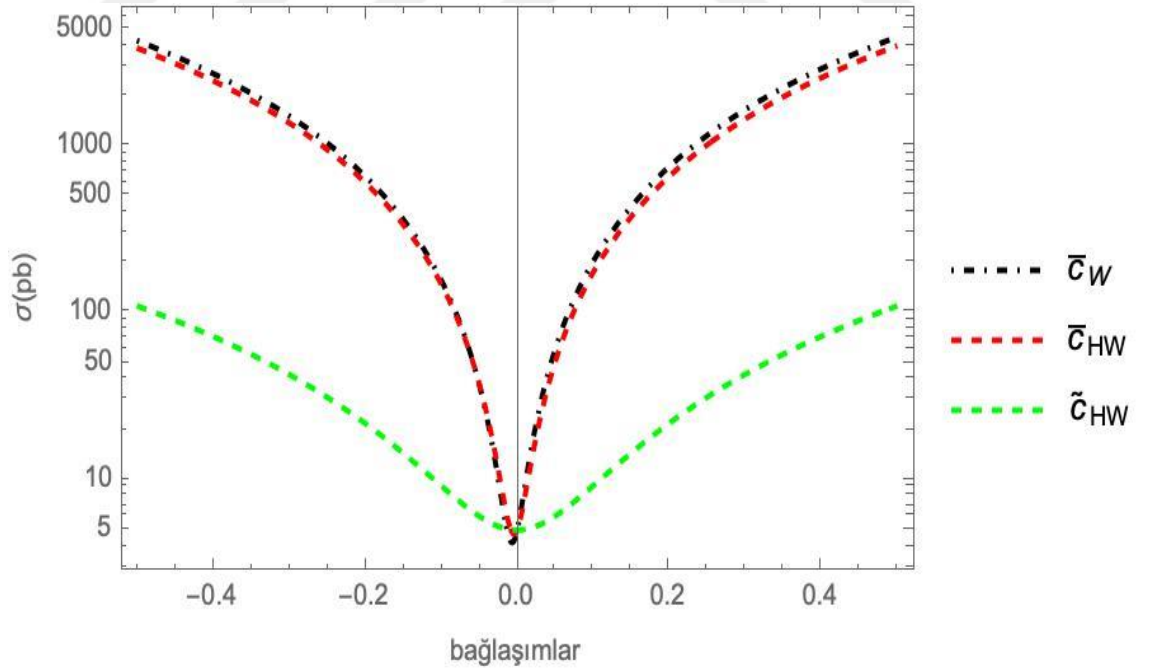
Şekil 5.1 Yeni fizik katkısı olmadan Standart Model'e göre çizilmiş süreç diyagramları

Yapılan hesaplamalarda kütle merkezi enerjisi 100 TeV'dir. Bu tezde, bahsi geçen süreç kullanılarak çeşitli bağlaşım sabitleri değerleri için tesir kesitleri hesaplanmıştır.



Şekil 5.2 HEL_UFO model dosyası ile oluşturulmuş yeni fizik katkı diyagram

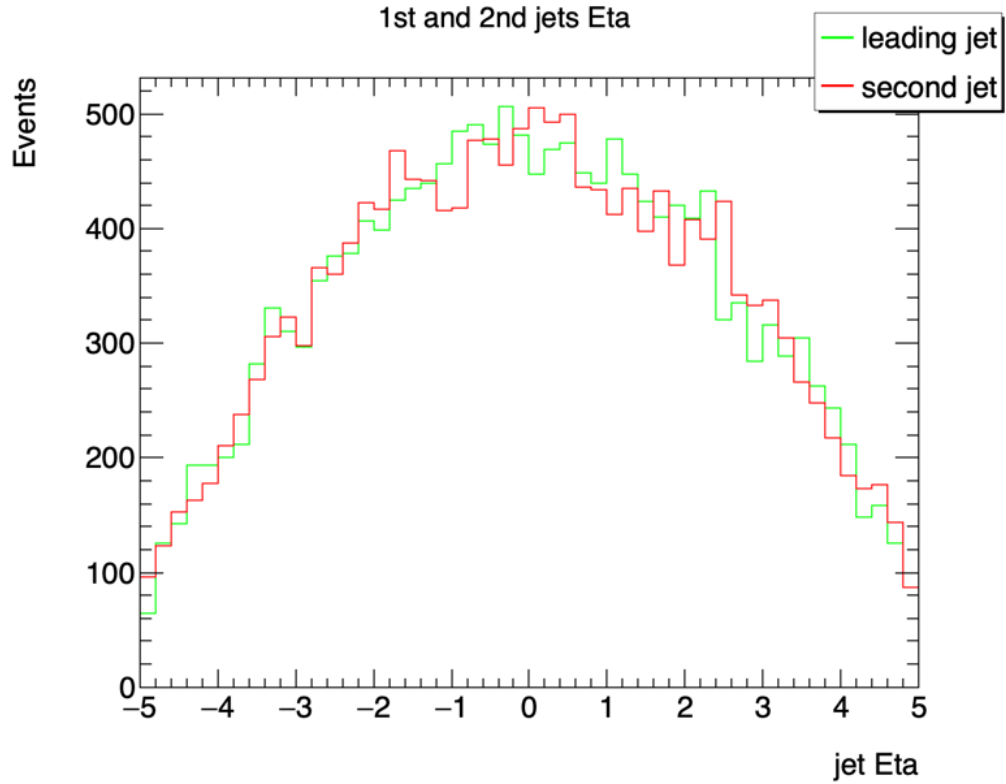
Süreçe katkı veren bağlaşımlara göre tesir kesiti grafiği Şekil 5.3'te gösterilmiştir. Grafik, süreç henüz bozundurulmadan ve kesme (cut) olmadan logaritmik olarak çizdirilmiştir.



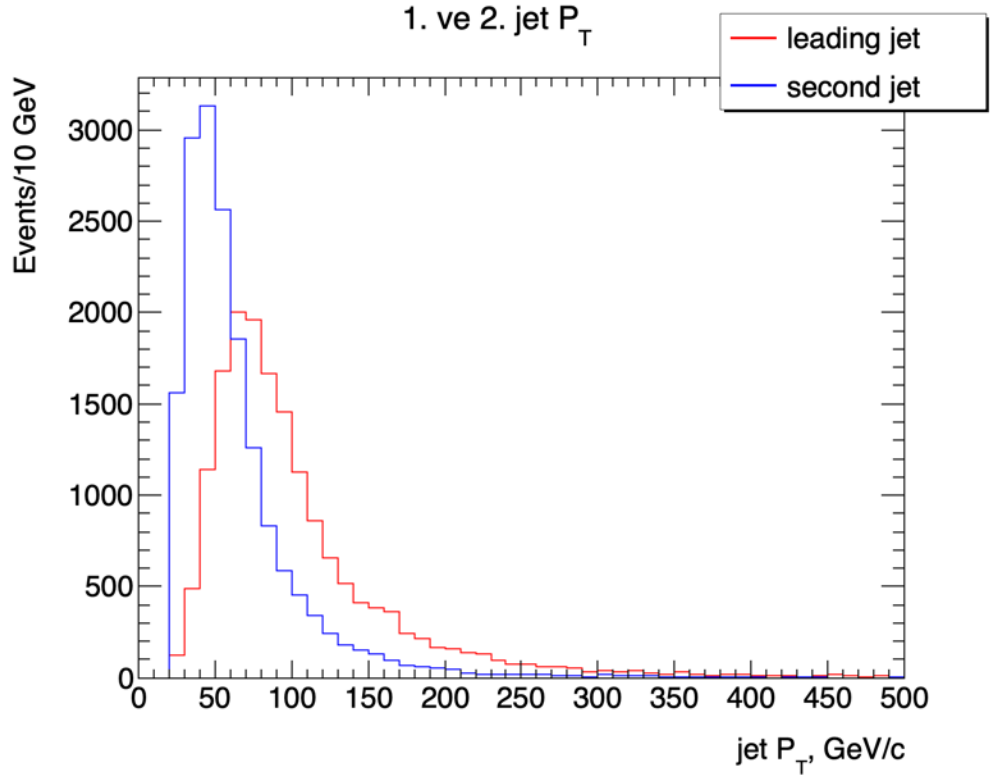
5.1 Histogramlar

Son durumda yani Higgs ve W bozonlarının da bozunmasının ardından elde edilen verilerle ilk başta Standart Model'e bağlı kalınarak (bağlaşım değerleri dahil edilmeden) daha sonra da bağlaşımlar dahil edilerek, yeni fizik katkılarıyla, histogramlar çizdirilmiştir. Bu histogramlar, bir sonraki kısımda yapılmış olan analizi iyileştirmek ve daha doğru sonuçlar elde etmek için elzemdir. Bağlaşım sabitleri eklenerek çizdirilen histogramlar yeni fizik etkilerinin yanında SM etkilerini de barındırmaktadır. **5.1.1 Standart Model histogramları** başlığı altında çizdirilen histogramlarsa salt SM etkilerini içerir. Bu histogramlar sayesinde gerekli kesmelerin (cut) hangi değerlerde yapılması gerektiği belirlenerek yeni fizik katkıları ön plana çıkartılabilir. Yapılan bu kesme SM etkilerinin fazla olduğu yerlerin incelenen verilerden kesilip atılması anlamına gelir. Bu şekilde SM etkileri analiz sırasında olabildiğince en aza indirilmiş olur.

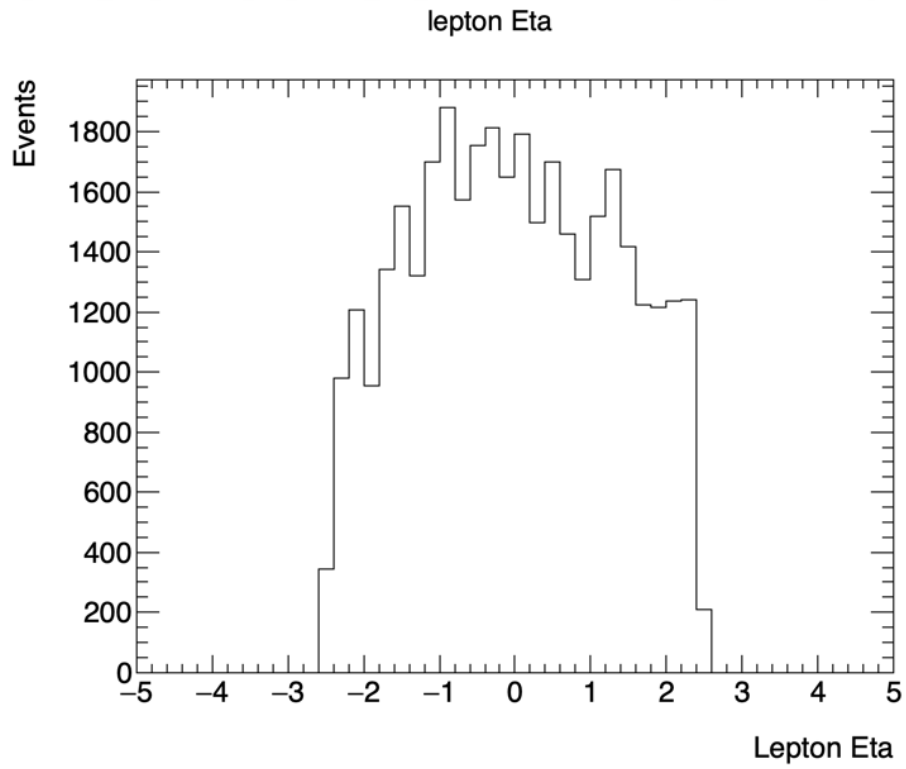
5.1.1 Standart Model histogramları



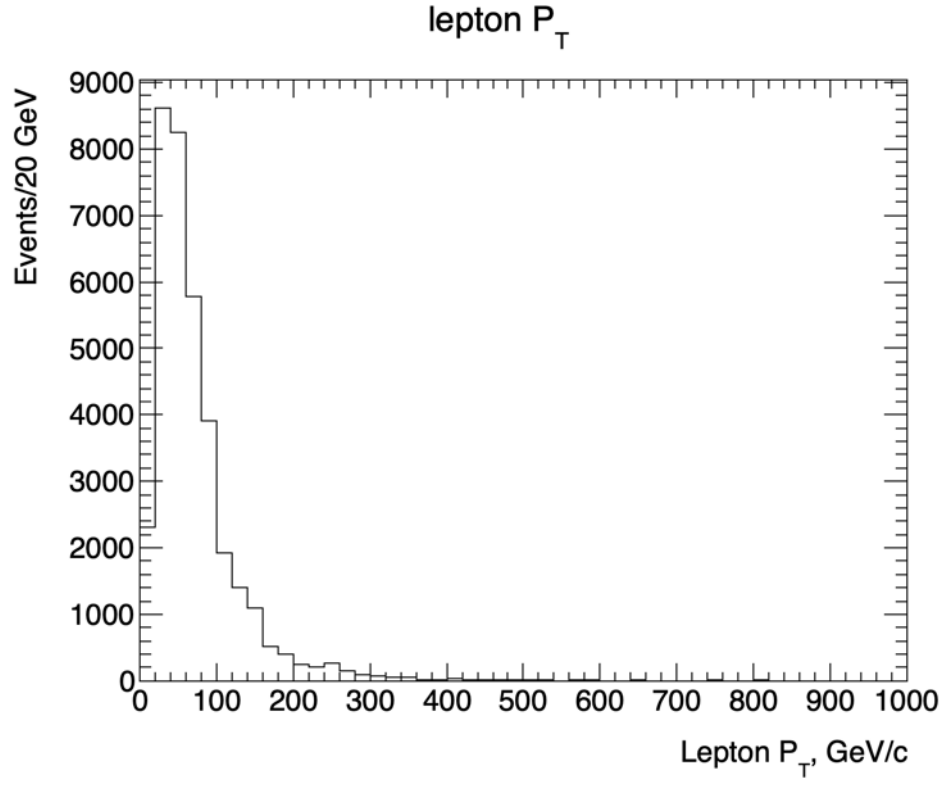
Şekil 5.4 SM için olay sayısı-jet η dağılımı



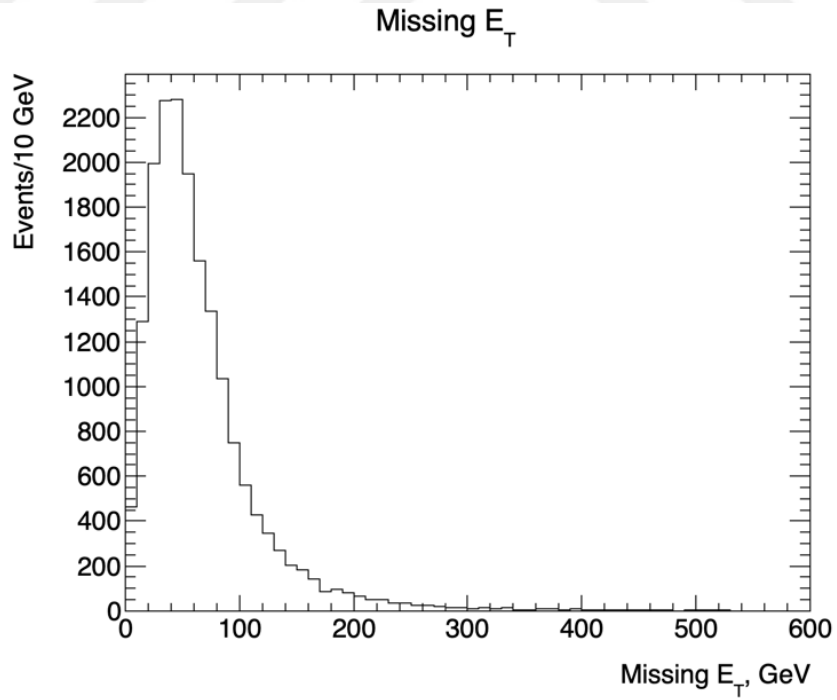
Şekil 5.5 SM için olay sayısı-jet P_T dağılımı



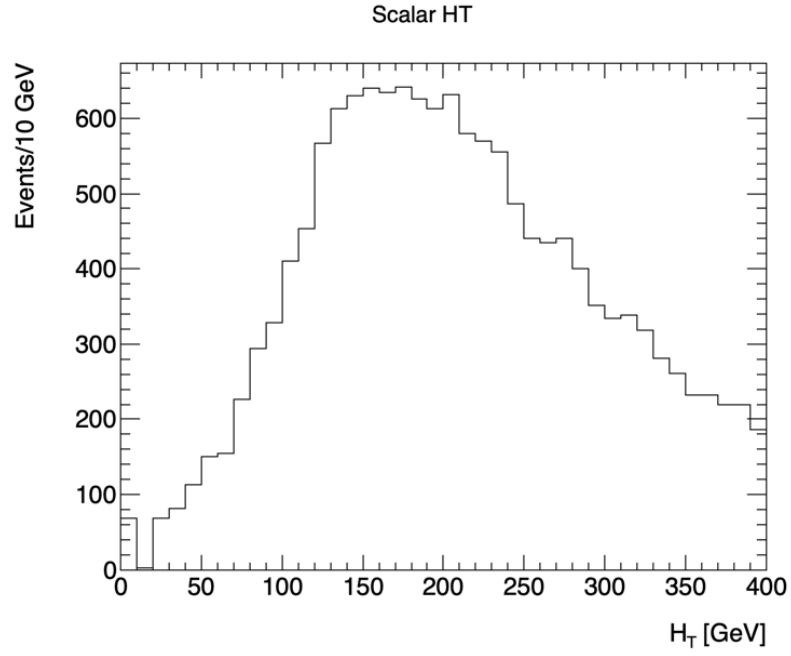
Şekil 5.6 SM için olay sayısı-lepton η dağılımı



Şekil 5.7 SM için olay sayısı-lepton P_T dağılımı

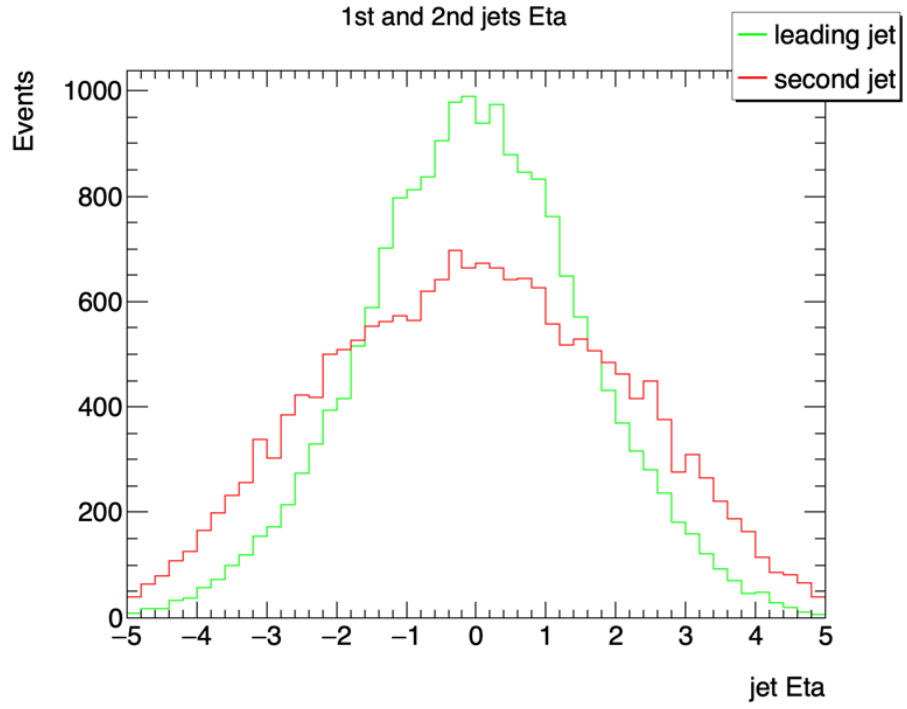


Şekil 5.8 SM için kayıp (Missing) E_T dağılımı

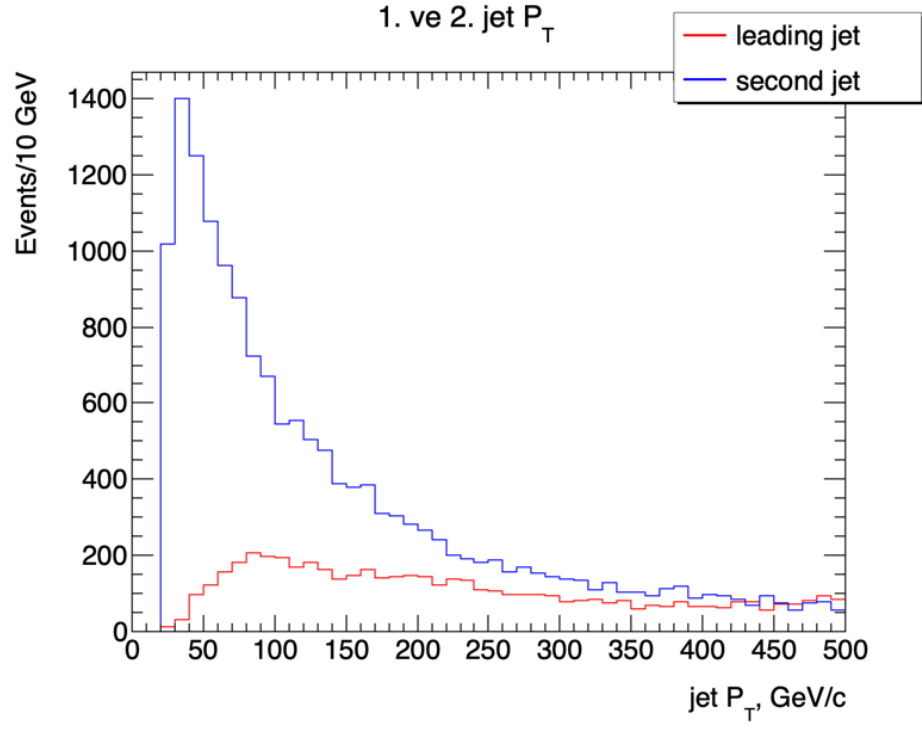


Şekil 5.9 SM için skaler H_T dağılımı

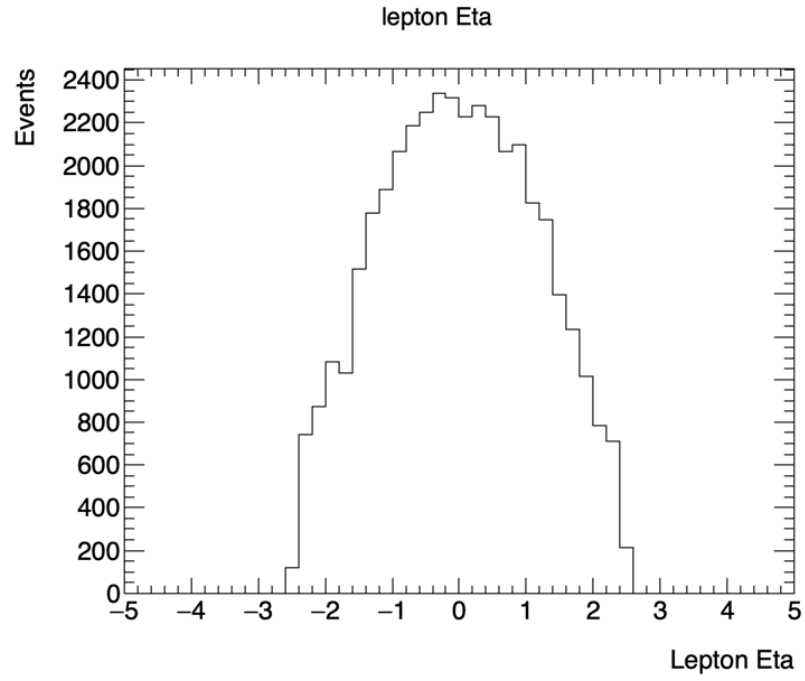
5.1.2 chw bağlaşım sabiti eklenerek oluşturulmuş histogramlar



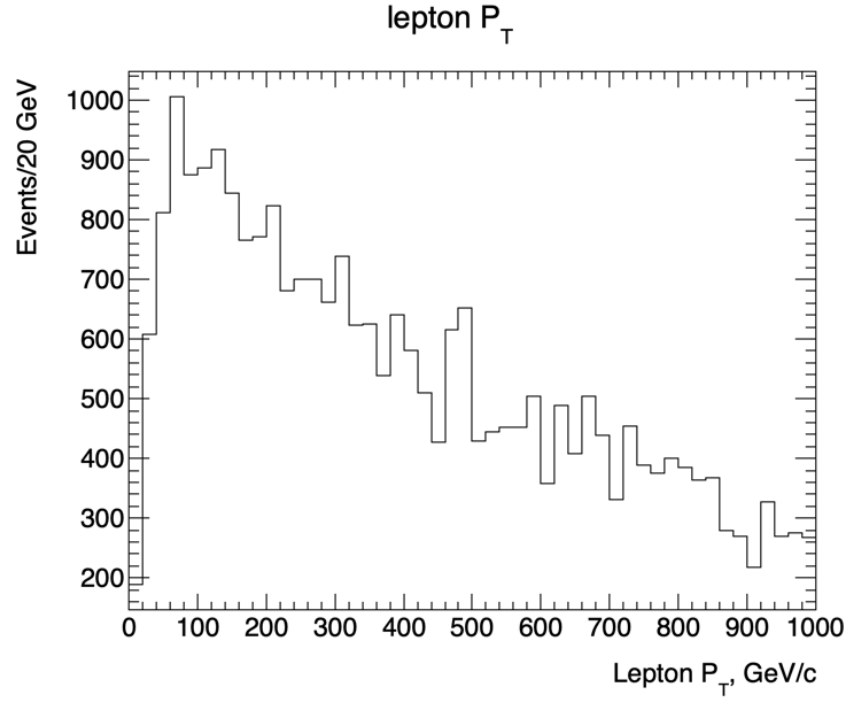
Şekil 5.10 Olay sayısı-jet η dağılımı



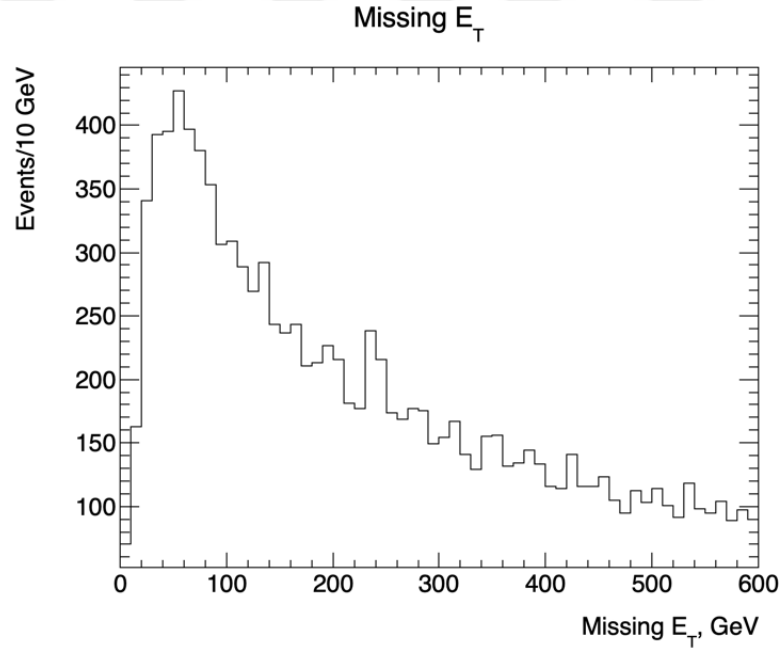
Şekil 5.11 Olay sayısı-jet P_T dağılımı



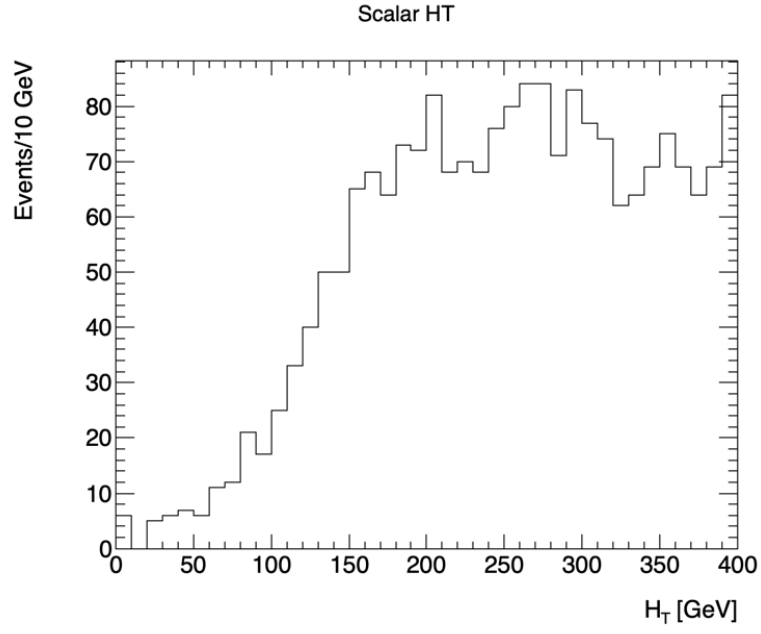
Şekil 5.12 Olay sayısı-lepton η dağılımı



Şekil 5.13 Olay sayısı-lepton P_T dağılımı

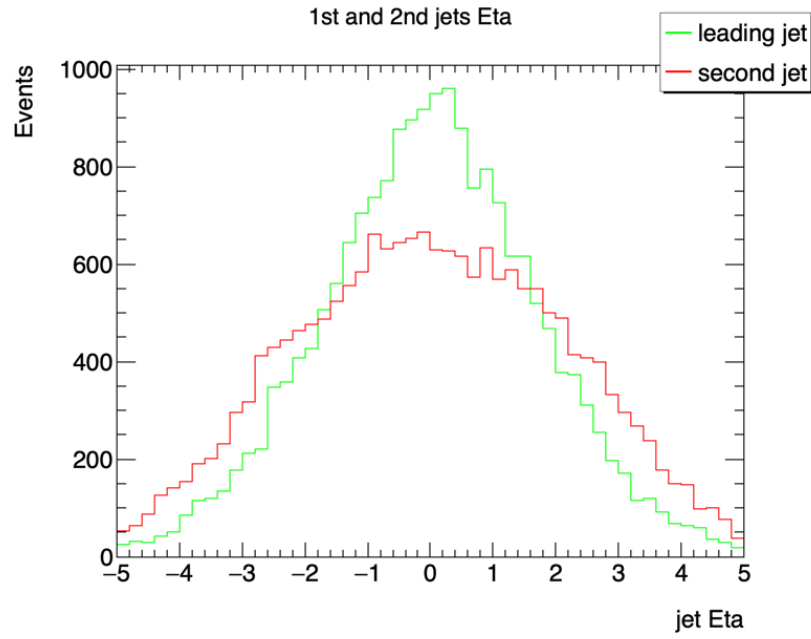


Şekil 5.14 Kayıp (Missing) E_T dağılımı

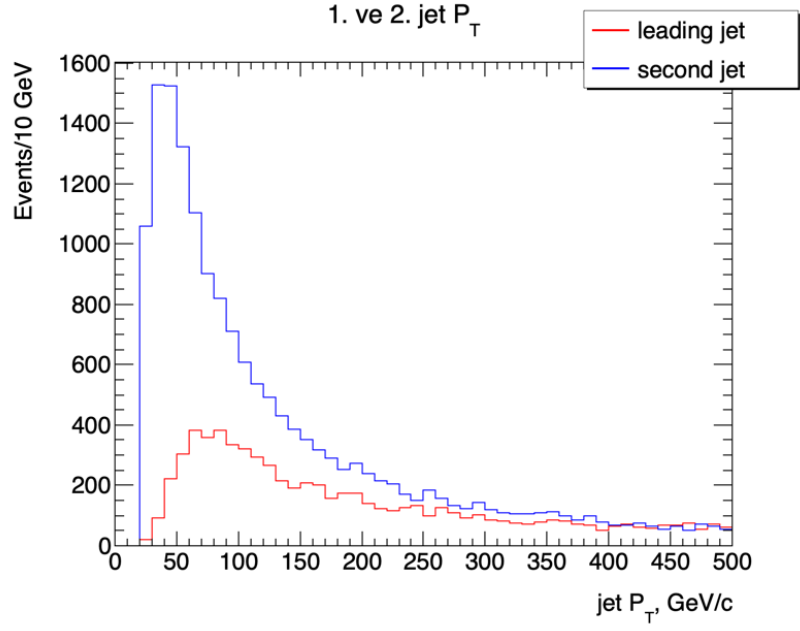


Şekil 5.15 Skaler H_T dağılımı

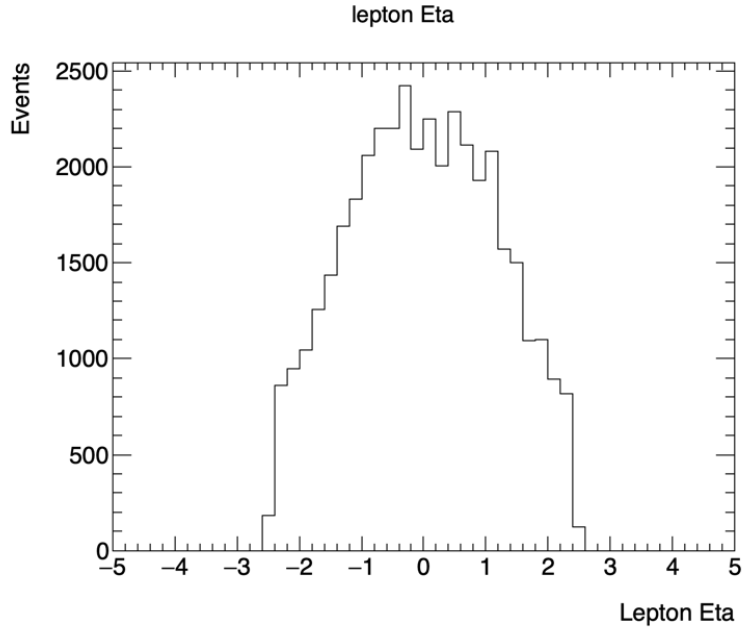
5.1.3 c_w bağlaşım sabiti eklenerek oluşturulmuş histogramlar



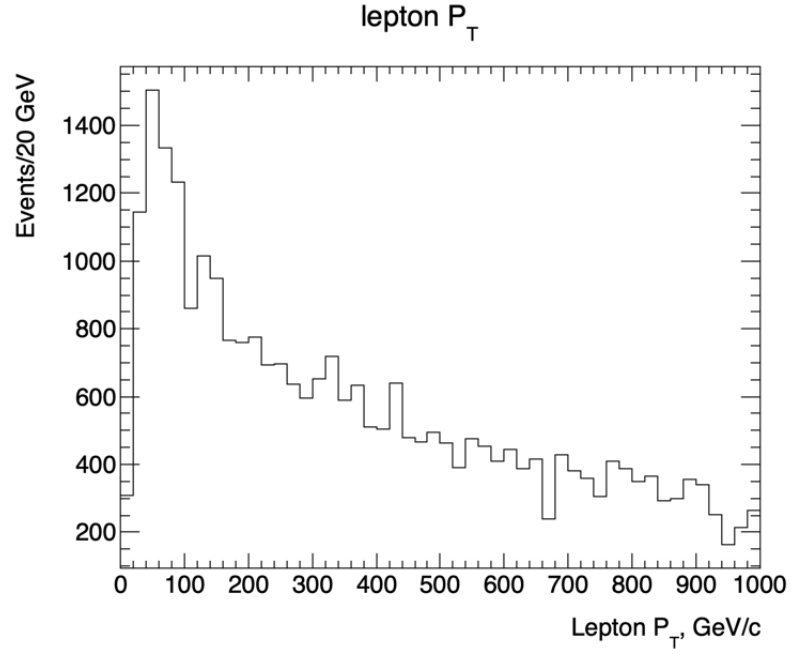
Şekil 5.16 Olay sayısı-jet η dağılımı



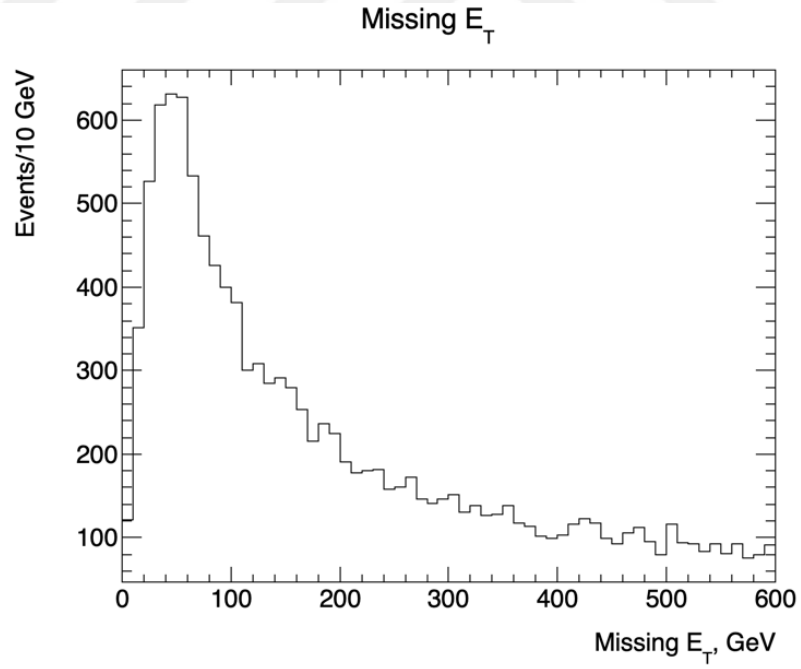
Şekil 5.17 Olay sayısı-jet P_T dağılımı



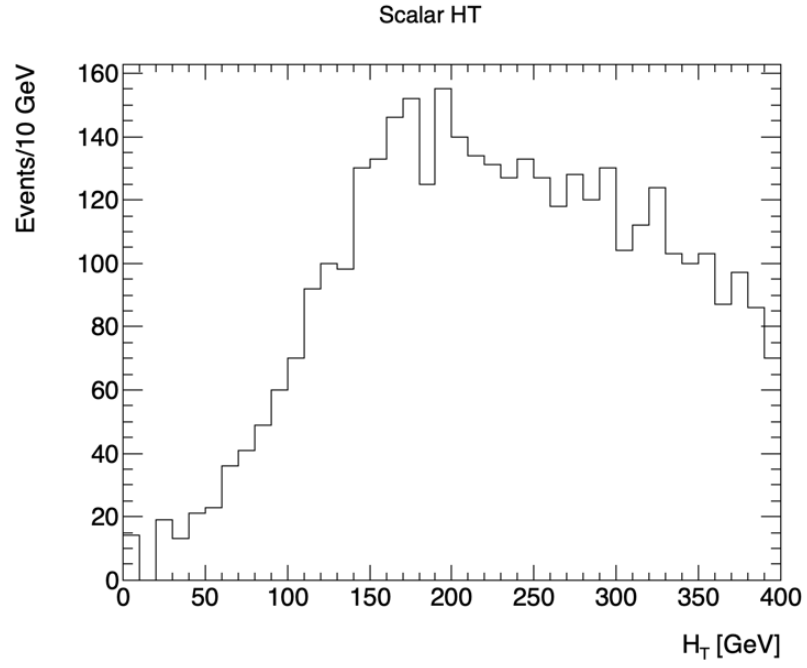
Şekil 5.18 Olay sayısı-lepton η dağılımı



Şekil 5.19 Olay sayısı-lepton P_T dağılımı

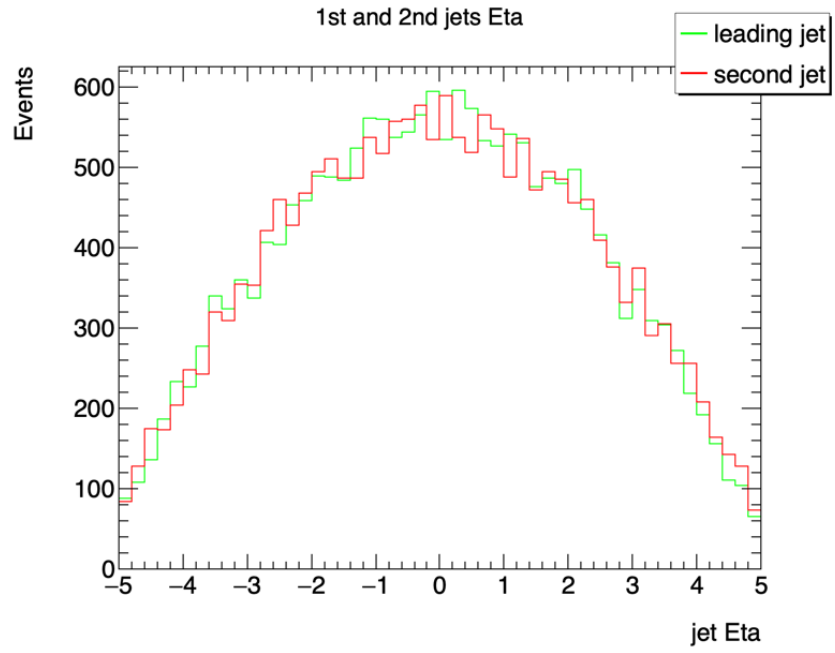


Şekil 5.20 Kayıp (Missing) E_T dağılımı

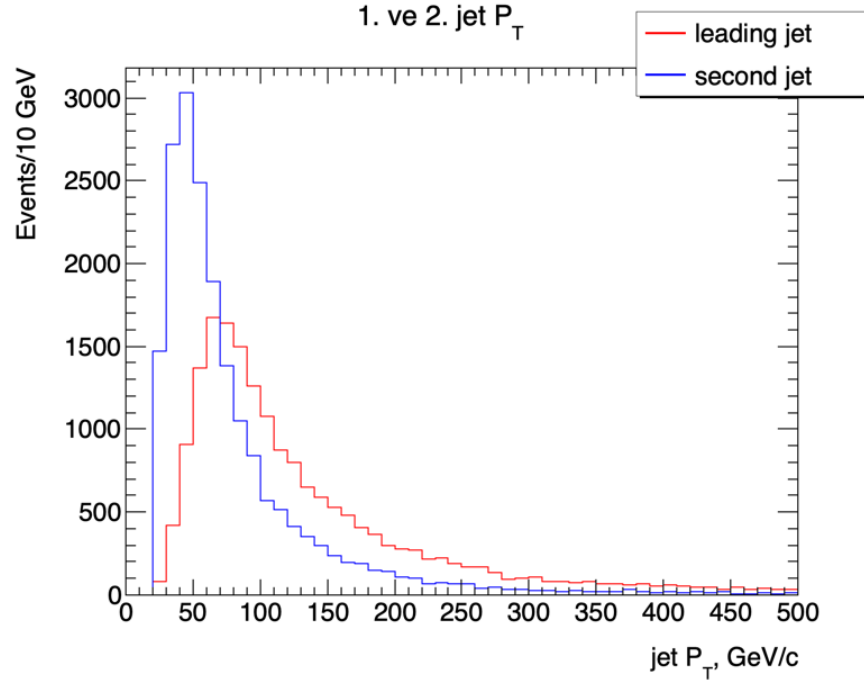


Şekil 5.21 Skaler H_T dağılımı

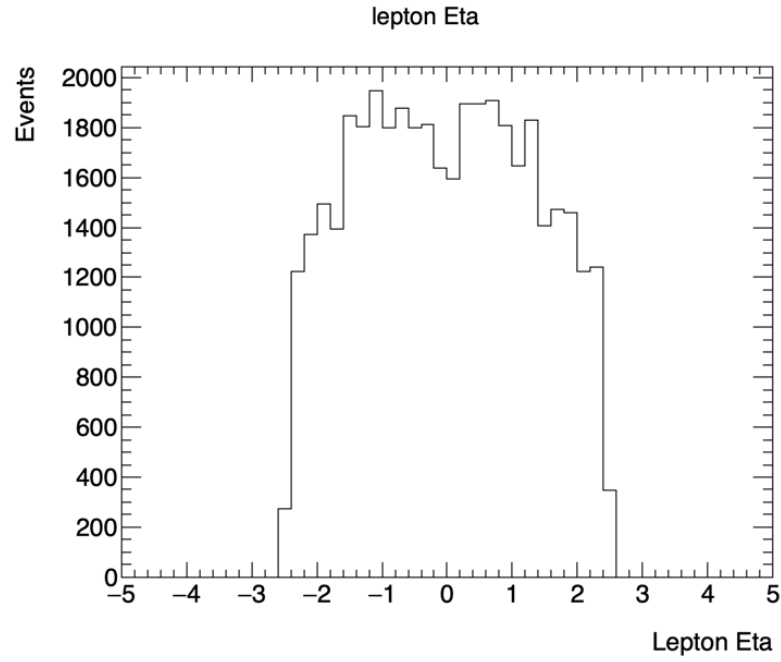
5.1.4 tchw bağlaşım sabiti eklenerek oluşturulmuş histogramlar



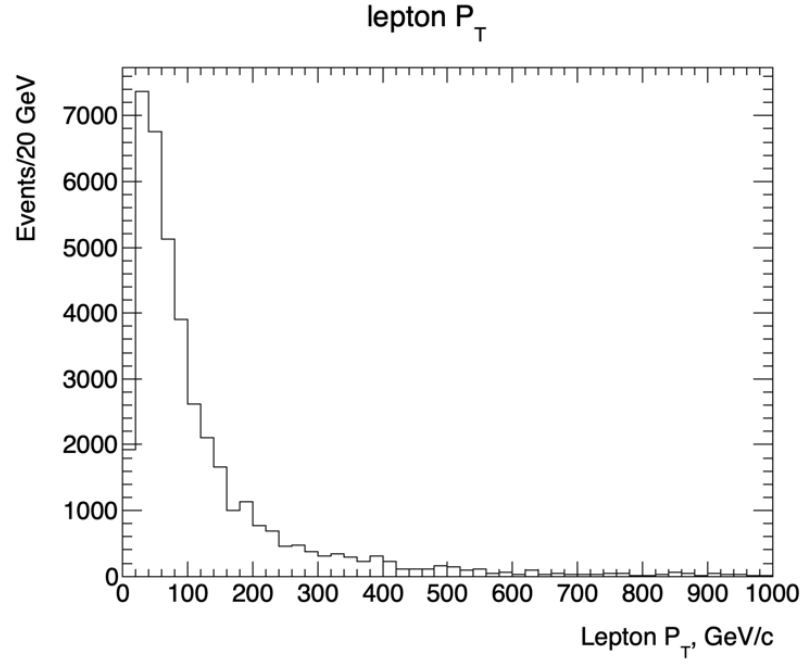
Şekil 5.22 Olay sayısı-jet η dağılımı



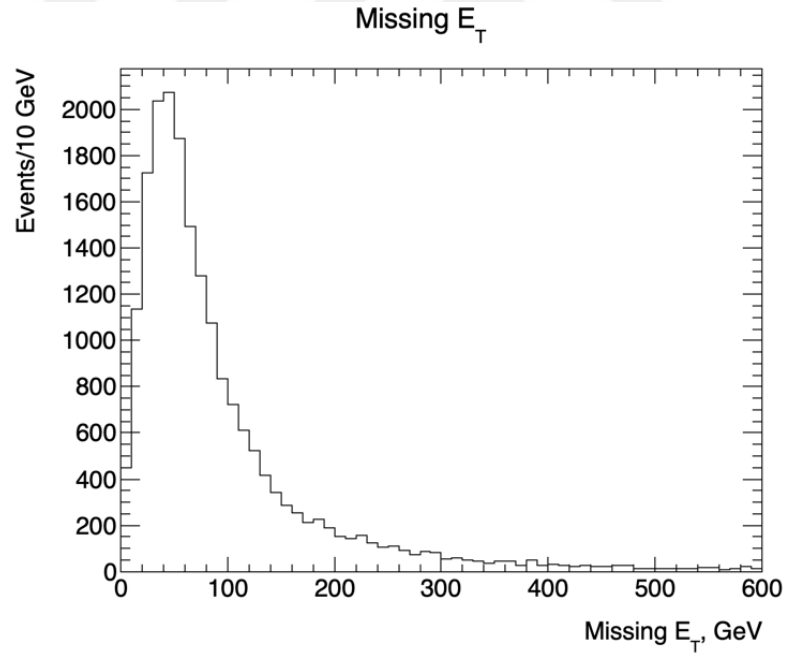
Şekil 5.23 Olay sayısı-jet P_T dağılımı



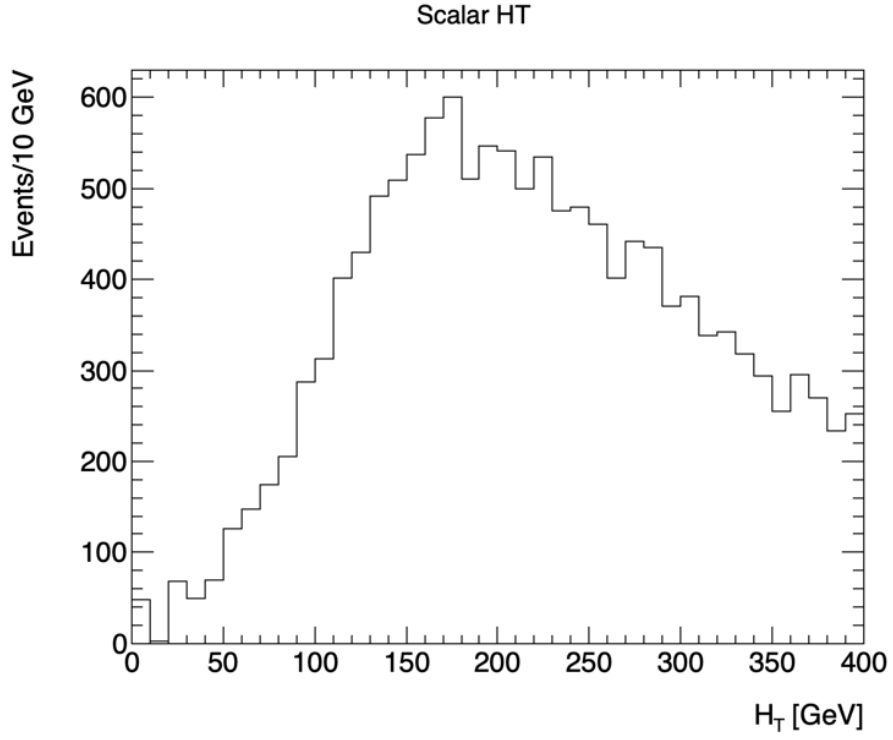
Şekil 5.24 Olay sayısı-lepton η dağılımı



Şekil 5.25 Olay sayısı-lepton P_T dağılımı



Şekil 5.26 Kayıp (Missing) E_T dağılımı



Şekil 5.27 Skaler H_T dağılımı

5.2 Analiz

Analiz kodundan geçirildikten sonra elde edilen sonuçlar aşağıdaki gibidir. Kullanılan kesmeler (cut) şu şekildedir: $p_{T,lepton} > 100 \text{ GeV}$, $|\eta_{lepton}| < 2.5$, $MET > 100 \text{ GeV}$, $p_{T,jet} > 20 \text{ GeV}$ ve $|\eta_j| < 3$.

Tek parametre sonucunda elde edilen sınırlar **Çizelge 5.1**'de, literatürde yer alanlar ise **Çizelge 5.2**'de verilmiştir. $\bar{c}_W$ için literatürde bir sınırlamaya rastlanamamıştır.

Çizelge 5.1 Tek parametre sonucunda elde edilen sınırlar

$\bar{c}_W$	$-4.8 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$
$\bar{c}_{HW}$	$-4.3 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$
$\tilde{c}_{HW}$	$-8.3 \cdot 10^{-3}$	$8.2 \cdot 10^{-3}$

Çizelge 5.2 Deneysel sonuçlardan elde edilen sınırlamalar (Aad, 2019)

$\bar{c}_W$	-	-
$\bar{c}_{HW}$	$-1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$\tilde{c}_{HW}$	-0.4	0.4

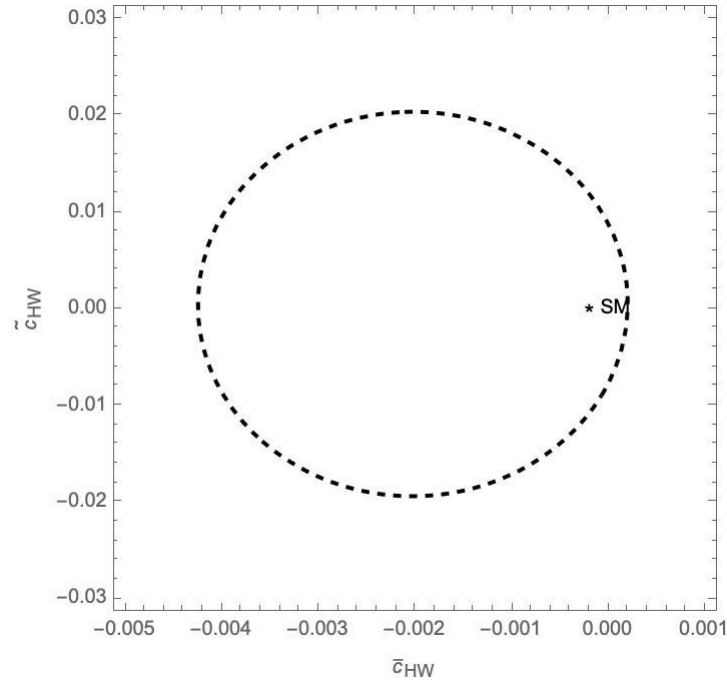
Işınlık olarak 3 ab^{-1} alınmıştır ve istatistik güvenilirlik (SS) 3σ için yapılmıştır.

SS formülü şu şekildedir:

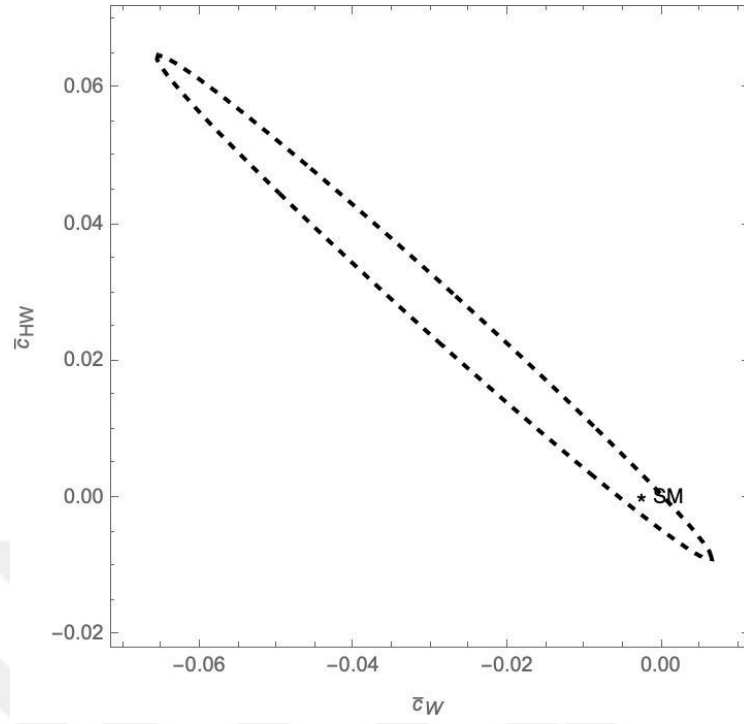
$$SS = \frac{S}{\sqrt{B}}$$

Burada S sinyal ve B arka plan olay sayısını belirtmektedir.

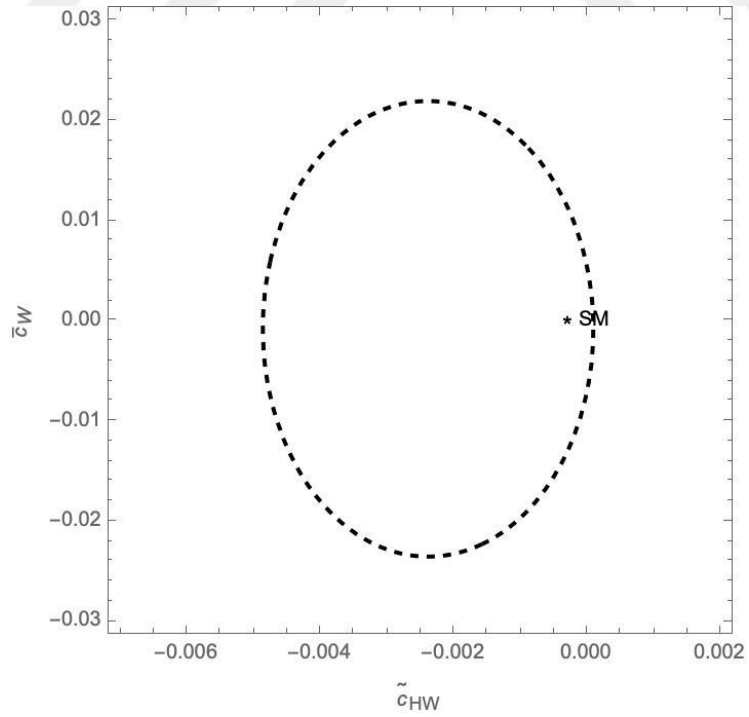
Ayrıca sürece katkı veren farklı bağlaşımların tesir kesitlerine olan etkileri aşağıdaki kontur grafiklerinde verilmiştir. Grafikler çizilirken üçüncü bağlaşım değeri sıfır olarak alınmıştır.



Şekil 5.28 Tesir kesitini etkileyen üç bağlaşımdan ikisinin (c_{HW} ve tc_{HW}) birleşik etkisini gösteren kontur grafiği



Şekil 5.29 Tesir kesitini etkileyen üç bağlaşımdan ikisinin (c_W ve c_{HW}) birleşik etkisini gösteren kontur grafiği



Şekil 5.30 Tesir kesitini etkileyen üç bağlaşımdan ikisinin (c_{HW} ve c_W) birleşik etkisini gösteren kontur grafiği

Şekil 5.28, 5.29 ve 5.30'daki 0.00'a 0.00 noktaları iki bağlaşımın da sıfır değerini aldığı Standart Model değerleridir. SM olarak grafiklerin üstünde işaretlenmiştir. Kontur grafiğindeki kapalı alan getirilen sınırlamalar sonucu deneysel olarak kayda değer bölgeyi göstermektedir. Bu alanlar dışında kalan bölge; mevcut var olan ışınlık ve kütle merkezi enerjisi ile deneysel olarak gözlenebilir bölgeyi temsil etmektedir.



6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Standart Model'in bazı önemli olay ve olguları açıklamakta yetersiz kalması son altmış yıldır bu teörinin geliştirilmesini hatta yeni kuram arayışlarını zorunlu kılmıştır. Bu açıdan bakıldığında modelden bağımsız efektif teoriler en iyi seçeneklerdendir. Birbiriyle iç içe olan bilimin ve teknolojinin ilerlemesi ile çarpıştırıcılarda yüksek kütle merkezi enerjilerine çıkılabilmekte ve efektif teoriler sınanabilmektedir. Tez boyunca bu durum anlatılmış ve de çalışma olarak sunulmuştur.

Bu tezde çalışılan süreç anormal bağlaşımları içeren $p p \rightarrow h W$ sürecidir ve FCC'de çalışılmıştır. Daha sonra üretilen Higgs bozonu $b\bar{b}$ 'a, W bozonu da leptonik olarak bozundurulmuştur. Sürecin kütle merkezi enerjisi 100 TeV, ışıklısa 3 ab^{-1} olarak alınmıştır. MadGraph5_aMC@NLO programında HEL_UFO modeli kullanılarak olaylar üretilmiş ve histogramların çizilmesinin ardından gerekli görüldüğü şekilde SM etkilerinin en aza indirmek maksadıyla kesmeler uygulanmıştır. Kullanılan kesilimler (cutlar) şu şekildedir: $p_{T,lepton} > 100 \text{ GeV}$, $|\eta_{lepton}| < 2.5$, $MET > 100 \text{ GeV}$, $p_{T,jet} > 20 \text{ GeV}$ ve $|\eta_j| < 3$. Sonrasında yapılan analizlerin ardından süreçte katkısı olan bağlaşım sabitlerine sınırlamalar getirilmiştir. Bu sınırlamalar $\bar{c}_W$: $[-4.8 \cdot 10^{-3}; 3.0 \cdot 10^{-5}]$, $\bar{c}_{HW}$: $[-4.3 \cdot 10^{-3}; 4.3 \cdot 10^{-5}]$ ve $\tilde{c}_{HW}$: $[-8.3 \cdot 10^{-3}; 8.2 \cdot 10^{-3}]$ şeklindedir. Bu sonuçlara göre elde edilen limit değerlerinin deneysel limitlerden daha iyi olduğu gözlemlenmiştir.

KAYNAKLAR

- Aad, G. (2019). Measurements and interpretations of Higgs-boson fiducial cross sections in the diphoton decay channel using 139 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [Dataset]. *OSTI OAI (U.S. Department of Energy Office of Scientific and Technical Information)*. <https://doi.org/10.17182/hepdata.111349>
- Abada, A., Abbrescia, M., AbdusSalam, S. S., Abdyukhanov, I., Fernandez, J. A., Abramov, A., ... Zurita, J. (2019). FCC-HH: The Hadron collider. *The European Physical Journal Special Topics*, 228(4), 755–1107. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2019-900087-0>
- Abbiendi, G. (2003). Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 565(1-4), 61-75. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00614-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00614-2)
- Akgün, B., Ünel, G., Erhan, S., Sekmen, S., Köse, U., & Yıldız, V. (2014a). *Meraklısına Parçacık ve Hızlandırıcı Fiziği*.
- Akgün, B., Ünel, G., Erhan, S., Sekmen, S., Köse, U., & Yıldız, V. (2014b). *Meraklısına Parçacık ve Hızlandırıcı Fiziği*.
- Alloul, A., Fuks, B., & Sanz, V. (2014). Phenomenology of the Higgs effective Lagrangian via: FeynRules. *Journal of High Energy Physics*, 2014(4). [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2014\)110](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2014)110)
- Alwall, J., Frederix, R., Frixione, S., Hirschi, V., Maltoni, F., Mattelaer, O., ... Zaro, M. (2014). The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7). [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079)
- Bierlich, C., Chakraborty, S., Desai, N., Gellersen, L., Helenius, I., Ilten, P., ... Verheyen, R. (2022). A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. *SciPost Physics Codebases*. <https://doi.org/10.21468/scipostphyscodeb.8>
- Buchmüller, W., & Wyler, D. (1986). Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation. *Nuclear Physics B*, 268(3-4), 621-653. [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(86\)90262-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(86)90262-2)
- Chatrchyan, S., Khachatryan, V., Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Aguilo, E., ... Wenman, D. (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 716(1), 30-61. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>
- Cockcroft, J. D., & Walton, E. T. S. (1932). Disintegration of Lithium by Swift Protons. *Nature* 1932 129:3261, 129(3261), 649-649. <https://doi.org/10.1038/129649a0>
- De Favereau, J., Delaere, C., Demin, P., Giammanco, A., Lemaître, V., Mertens, A., & Selvaggi, M. (2014). DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a

- generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics*, 2014(2). [https://doi.org/10.1007/jhep02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/jhep02(2014)057)
- Djouadi, A., & Illana, J. I. (2024). *Steven Weinberg and Higgs Physics*. Geliş tarihi gönderen <http://arxiv.org/abs/2401.07838>
- Englert, F., & Brout, R. (1964). Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical Review Letters*, 13(9), 321-323. <https://doi.org/10.1103/PHYSREVLETT.13.321/FIGURE/1/THUMB>
- Gell-Mann, M. (1961). *THE EIGHTFOLD WAY: A THEORY OF STRONG INTERACTION SYMMETRY*. <https://doi.org/10.2172/4008239>
- Glashow, S. L. (1961). Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4), 579-588. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2)
- Goldstone, J. (1961). Field theories with «Superconductor» solutions. *Il Nuovo Cimento*, 19(1), 154-164. <https://doi.org/10.1007/BF02812722/METRICS>
- Goldstone, Jeffrey, Salam, A., & Weinberg, S. (1962). Broken Symmetries. *Physical Review*, 127(3), 965. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.965>
- Guralnik, G. S., Hagen, C. R., & Kibble, T. W. B. (1964). Global Conservation Laws and Massless Particles. *Physical Review Letters*, 13(20), 585. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585>
- Higgs, P. W. (1964). Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Physics Letters*, 12(2), 132-133. [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9)
- Higgs, Peter W. (1964). Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters*, 13(16), 508-509. <https://doi.org/10.1103/PHYSREVLETT.13.508/FIGURE/1/THUMB>
- Higgs, Peter W. (1966). Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Physical Review*, 145(4), 1156. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.145.1156>
- Ising, G. (1924). Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl. *Ark. Mat. Astron. Fys.*, 18(30), 1-4.
- Lawrence, E. O., & Livingston, M. S. (1932). The production of high speed light ions without the use of high voltages. *Physical Review*, 40(1), 19-35. <https://doi.org/10.1103/PHYSREV.40.19/FIGURE/1/THUMB>
- Mertens, S. (2016). Direct Neutrino Mass Experiments. *Journal of Physics: Conference Series*, 718(2). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/718/2/022013>
- Nakamura, K., Hagiwara, K., Hikasa, K., Murayama, H., Tanabashi, M., Watari, T., ... Schaffner, P. (2010). Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A), 075021. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/37/7A/075021>
- Navas, S., Amsler, C., Gutsche, T., Hanhart, C., Hernández-Rey, J. J., Lourenço, C., ... Zheng, W. (2024). Review of particle physics. *Physical Review. D/Physical Review. D.*, 110(3). <https://doi.org/10.1103/physrevd.110.030001>
- Salam, A., & Ward, J. C. (1964). Electromagnetic and weak interactions. *Physics Letters*, 13(2), 168-171. [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90711-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90711-5)

- Schwartz, M. D. (2017). *TASI Lectures on Collider Physics*. 65-100. https://doi.org/10.1142/9789813233348_0002
- The ATLAS Collaboration. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 716(1), 1-29. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
- Weinberg, S. (1967). A Model of Leptons. *Physical Review Letters*, 19(21), 1264. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>
- Wideröe, R. (1928). Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen. *Archiv für Elektrotechnik*, 21(4), 387-406. <https://doi.org/10.1007/BF01656341>/METRICS

